



C
149

Facultad de Ciencias

U. A. M.

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA

MEMORIA DE TESIS

**ALGUNOS ASPECTOS
FENOMENOLÓGICOS DE *Q.C.D.*
PERTURBATIVA**

Memoria que presenta D. Teodoro
Alvarez Molina para acceder al grado
de doctor en Ciencias Físicas.
Trabajo dirigido por D. Francisco
Ynduráin Muñoz, catedrático del
Departamento de Física Teórica de
la U.A.M.

Reg B.C. 43388

Agradecimientos

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento, en primer lugar, a Francisco Ynduráin Muñoz, director de este trabajo, a quien debo el haber podido escribir tanto ésta como el resto de las páginas de esta Tesis en un clima agradable tanto dentro como fuera del ámbito profesional.

También quiero expresar mi gratitud a todos los miembros de este departamento por las muchas muestras de cariño y apoyo de que he sido objeto, a la vez que, por toda la ayuda y paciencia, que no fué poca, que en el campo profesional se me ha dedicado. En especial quiero agradecer a aquellos que más cerca de mí estuvieron, están y estarán, por las duras pruebas de amistad y compañerismo a las que continuamente les sometí. Gracias de todo corazón Luis Miguel, Antonio, Alberto, Javier, Carmelo, Gustavo, María José, Miguel Angel, Juan Pedro, Carlos y a un largísimo etcétera del cuál me siento muy orgulloso.

Y por último, y no por deberles menos sino por todo lo contrario, quiero dar las gracias a mis padres, Agustina y Teodoro, y a mi hermana, Concepción, más que por algo por todo: por quererme tanto; y puedo decir que si hay algo que me mantuvo siempre con ganas de luchar era el pensar en el orgullo que mi familia sentiría por mi llegado este día. A ellos, pues, está dedicado este trabajo.

Teodoro Alvarez Molina

Índice de materias

I	INTRODUCCIÓN	1
II	FUNCIONES DE ESTRUCTURA	10
1	INTRODUCCIÓN	11
2	RECONSTRUCCIÓN PUNTUAL	19
2.1	NO SINGLETE : $x F_3(x, Q^2)$	19
2.2	SINGLETE : $F_2(x, Q^2)$	26
2.3	EL MAR : $S(x, Q^2)$	29
2.3.1	singlete	30
2.3.2	no singlete	32
3	PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD	35
3.1	INTRODUCCIÓN	35
3.2	PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD EN $x = 0, 1$: FUNCIONES DE ESTRUCTURA SINGLETE Y NO SINGLETE . .	37
3.2.1	PARAMETRIZACIONES TIPO : I	41
3.2.2	PARAMETRIZACIONES TIPO : II	44
3.3	PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD EN $x = 1$: EL MAR	48
3.3.1	PARAMETRIZACIÓN DEL MAR PARA TODO x	50
3.3.2	CONCLUSIONES	52

III CORRECCIONES DE LA MASA DEL TOP A LAS ANCHURAS DE DESINTEGRACIÓN DE LOS BOSONES DÉBILES

68

4	INTRODUCCIÓN	69
5	CONTRIBUCIONES A LA ANCHURA DEL Z^0	72
5.1	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$ con $m_t = 0$	74
5.2	$Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$ con $m_t \neq 0$	75
6	CONTRIBUCIONES A LA ANCHURA DEL W^+	82
6.1	CONCLUSIONES	86

IV SQUARKS EN COLISIONES PROTÓN-ANTIPROTÓN

95

7	INTRODUCCIÓN	96
8	CONTRIBUCIONES ESTANDAR A $r : r_{st}$	98
9	CONTRIBUCIONES SUPERSIMÉTRICAS A $r : r_{\tilde{q}}$	101
9.1	Contribuciones supersimétricas absolutas a r	102
9.2	Contribuciones supersimétricas con cortes a r	104
9.3	CONCLUSIONES	108

Índice de Tablas

2.1	Influence of λ_o in the non singlet point-like fit of $S(x, Q^2)$	32
3.1	LO , $LO - TMC$, NLO and $NLO - TMC$ point-like fits for $xF_3(x, Q^2)$	53
3.2	$NLO - TMC$ point-like fits for $xF_3(x, Q^2)$ fixing λ and/or \tilde{J}_{NS}	53
3.3	Parametrization fit for $xF_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$; different Q_0^2 values	53
3.4	Parametrization fit for $xF_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$	54
3.5	Parametrization fit for $xF_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$ and $\lambda = 1/2$	54
3.6	Parametrization fit for $F_2^I(x, Q^2)$; different Q_0^2 values	54
3.7	Parametrization fit for $F_2^I(x, Q^2)$	55
3.8	Parametrization fit for $xF_3^{II}(x, Q^2)$ with λ_{NS} free	55
3.9	Parametrization fit for $F_2^{II}(x, Q^2)$	55
9.1	Número de sucesos $\mathcal{N}_h(j e^- p_t)$	108

Índice de Figuras

1.1	Proceso de difusión profundamente inelástica	11
3.1	LO , $LO - TMC$, NLO y $NLO - TMC$ point-like fits for $xF_3(x, Q^2)$	56
3.2	Point-like fit for $F_2(x, Q^2)$, LO order	57
3.3	Singlet point-like fit for $S(x, Q^2)$, LO order	58
3.4	Non singlet point-like fit for $S(x, Q^2)$, LO order, J_0 free and $J_0 = 0.1$	59
3.5	I Class parametrization fit for F_{NS}^I and F_S^I , NLO aproximation	60
3.6	I Class parametrization fit for F_{NS}^I , F_S^I and $S(x, Q^2)$, LO aproximation	61
3.7	II Class parametrization fit for F_{NS}^{II} and F_S^{II} , LO aproximation	62
3.8	II Class parametrization fit for F_{NS}^I , F_S^I and $S(x, Q^2)$, LO aproxima- tion	63
3.9	Point-like fit for $xF_3(x, Q^2)$ and parametrization fit for $S(x, Q^2)$, LO aproximation	64
3.10	Parametrization fit for both $xF_3(x, Q^2)$ and $S(x, Q^2)$, LO aproximation	65
3.11	Parametrization fit (Class I) for $S(x, Q^2)$ ($\forall x$) , $xF_3(x, Q^2)$ and $F_2(x, Q^2)$, LO aproximation	66
3.12	Parametrization fit (Class II) for $S(x, Q^2)$ ($\forall x$) , $xF_3(x, Q^2)$ and $F_2(x, Q^2)$, LO aproximation	67
5.1	Diagrama de Feynman al orden más bajo para $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$	72
5.2	Correcciones de QCD y QED a la anchura del Z^0	80
5.3	Correcciones débiles a un "loop" a la anchura del Z^0	81
6.1	Diagrama de Feynman al orden más bajo para $W^+ \rightarrow t\bar{b}$	82
6.2	Correcciones de QCD a $W^+ \rightarrow t\bar{b}(g)$	83

6.3	Correcciones exacta y aproximada de QCD a $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$	87
6.4	Anchura total $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$	88
6.5	Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del Z^0 con $ \cos \theta_i < 0.94$	89
6.6	Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del Z^0 con $ \cos \theta_i < 0.866$	90
6.7	Corrección de QCD a $W^+ \rightarrow t\bar{b}(g)$	91
6.8	Anchura total $W^+ \rightarrow t\bar{b}(g)$	92
6.9	Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del W^+ con $ \cos \theta_i < 0.94$	93
6.10	Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del W^+ con $ \cos \theta_i < 0.866$	94
8.1	Contribución estandar a la producción de monojets via bosones W . . .	98
8.2	Contribución estandar a la producción de monojets via bosones Z^0 . . .	99
8.3	Contribución estandar a la producción de sucesos $j e/\mu \not{p}_i$ via bosones W	100
9.1	Producción de sucesos $j e/\mu \not{p}_i$ en desintegraciones de squarks mediadas por $\tilde{\chi}_h$	103
9.2	Producción de sucesos $j e/\mu \not{p}_i$ en desintegraciones de squarks mediadas por $\tilde{\chi}_l$	106
9.3	Diagrama total para la producción de sucesos $j e/\mu \not{p}_i$	106

ALGUNOS ASPECTOS
FENOMENOLÓGICOS DE QCD
PERTURBATIVA

Teodoro Alvarez Molina

Octubre, 1988

Parte I

INTRODUCCIÓN

La Cromodinámica Cuántica (*Q.C.D.*) es el intento más esperanzador de crear una teoría de las interacciones fuertes. Tiene la propiedad de ser una teoría asintóticamente libre, lo que da sentido al uso de teoría de perturbaciones en procesos con energías típicas de intercambio muy grandes ¹ y permite la posibilidad de explicar el confinamiento de quarks y gluones, situación que aparece a energías pequeñas, $\Lambda_{QCD}^2 \gtrsim Q^2$. Ambos aspectos de la misma teoría son esencialmente opuestos y su estudio requiere un tratamiento matemático distinto que permita calcular aquellas magnitudes físicas relevantes de cada situación como secciones eficaces, anchuras de desintegración, masas de estados ligados, etc...

Es en el segundo límite, llamado infrarrojo, donde la obtención de resultados está resultando una tarea difícil, aún hoy en día bajo intenso estudio. La extrapolación de la constante de acoplo efectiva desde el límite de grandes energías ó ultravioleta, en el cual es obtenida haciendo uso de las Ecuaciones del Grupo de Renormalización (R.G.E.), hacia el límite infrarrojo indica un crecimiento de ésta que invalida la teoría de perturbaciones en dicha constante. En concreto para energías del orden de ²

$$E \lesssim \Lambda_{QCD}^{LO} e^{\frac{2\pi}{\beta_0}} \sim 0.5 \text{ Gev}$$

dicha constante de acoplo es mayor ó del orden de la unidad. Para resolver este problema se han propuesto distintas soluciones como son la Red, la expansión $1/N$, el límite de acoplamiento fuerte, etc... Así la Red supone una discretización del espacio-tiempo que permite reducir la integral funcional ó la integral generatriz de cualquier teoría de campos a cuadraturas, a la vez que permite una regularización natural de las divergencias ultravioletas que aparecen en las teorías renormalizables como *Q.C.D.* Sin embargo no todo es tan sencillo dado que sólo es posible calcular analíticamente integrales del tipo gaussiano ó definidas sobre campos fermiónicos de forma que, en la práctica, uno se ve abocado a usar métodos numéricos provocando, por consiguiente, la dependencia en la potencia de cálculo de los actuales ordenadores; aún así los progresos realizados en este campo en los últimos años han sido espectaculares y prometedores.

¹Energías muy grandes significa $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ donde Q^2 representa el cuadrado de una energía típica del proceso y Λ_{QCD} es la escala típica de las interacciones fuertes

²Usamos la constante efectiva al orden mas bajo y $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ Mev}$

La expansión $1/N$, donde N es el número de colores correspondiente al grupo de Gauge $SU(N)$, suponen un nuevo intento perturbativo en la constante $1/N$. En el caso de $Q.C.D.$ el grupo Gauge es $SU(3)$, $N = 3$, sin embargo parece que en el límite de N muy grande, $N \rightarrow \infty$, [24], los primeros términos del desarrollo respetan las propiedades básicas de la teoría original, con N finito, arrojando cierta luz y simplificación a ciertos problemas de la teoría original, como es el caso del cálculo del valor esperado en el vacío del " Loop " de Wilson, directamente relacionado con el problema de confinamiento.

Cuando la constante de acoplo α se hace mayor que la unidad una redefinición de los campos de la teoría nos lleva a un nuevo lagrangiano en el cuál se puede hacer teoría de perturbaciones en el parámetro α^{-1} , éste es el denominado límite de acoplamiento fuerte que ha encontrado su mejor aplicación en la Red.

Otros métodos y herramientas son los lagrangianos efectivos, el uso de simetrías conservadas ó parcialmente conservadas (P.C.A.C.), modelos de saco, etc.. pero se puede decir que, en general, a baja energía los distintos métodos de cálculo son incapaces de brindar una cierta precisión en sus resultados, conformándose en la mayoría de los casos con el acuerdo en el orden de magnitud entre lo predicho y lo observado ó medido.

Con respecto al límite de grandes energías, $Q.C.D.$ se descubre como una teoría renormalizable y ultravioleta estable, elaborada sobre el punto fijo gaussiano ó dicho con otras palabras, con la propiedad de la libertad asintótica ($\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0$). En este ámbito quizás las herramientas fundamentales haya sido las "Ecuaciones del Grupo de Renormalización" (R.G.E.) que indican el comportamiento de ciertas funciones ó magnitudes bajo cambios de escala de energía arbitrarios. El origen de estas ecuaciones yace en la invariancia de las funciones desnudas ó, sin renormalizar, con respecto al nuevo parámetro con dimensiones de energía, normalmente denotado como ν , introducido en el proceso de regularización ultravioleta. Como ejemplo de las R.G.E. damos la expresión de la constante de acoplo y la masa efectivas al orden mas bajo en teoría de perturbaciones (L.O.),

$$\alpha_s^{L.O.}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^{L.O.2}})}$$

$$\Lambda_{QCD}^{L.O.2} = \nu^2 e^{\frac{-4\pi}{\beta_0 \alpha(\nu)}}$$

$$\begin{aligned}\beta_0 &= 11 - \frac{2}{3}n_f \\ m(Q^2) &= \hat{m} \left\{ 1/2 \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right) \right\}^{-d_m} \\ d_m &= \frac{12}{3\beta_0}\end{aligned}$$

Donde tanto \hat{m} como Λ_{QCD} son constantes invariantes bajo el grupo de renormalización y n_f es el número de sabores de quarks de la teoría. Con tres familias $n_f = 6$, lo que implica que $\beta_0, d_m > 0$. Tomando el límite $\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \gg 1$ ambas expresiones se anulan logarítmicamente; mientras la primera nos expresa matemáticamente la propiedad de la libertad asintótica, la segunda nos indica que por encima de los "thresholds" y a grandes energías de éstos las masas de los quarks pueden, en buena aproximación, ser despreciadas.

Así pues en el régimen de altas energías los físicos poseen un potente método de cálculo como es teoría de perturbaciones para estudiar los procesos de *Q.C.D.* Sin embargo *Q.C.D.* aún cuenta con problemas fundamentales como el de las divergencias infrarrojas que aparecen en algunos cálculos a uno ó más de un "loop" cuando la energía integrada tiende a cero. El carácter no abeliano de *Q.C.D.* impide aplicar los teoremas de Thirring (1950), Bloch-Nordsiek (1937) y Kinoshita (1962), Lee-Nauenberg (1964) que aseguran la finitud infrarroja de *Q.E.D.*

Para poder establecer la diferencia entre los regímenes perturbativo y no perturbativo es necesario conocer el valor de la constante Λ_{QCD} que permitirá, a su vez, conocer la intensidad efectiva de la interacción. El valor de esta constante puede extraerse de distintos procesos medidos en los que las interacciones fuertes tienen una contribución inequívoca como son las mediciones de R definido como :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

ó las mediciones de secciones eficaces en distintos procesos de colisión profundamente inelástica, "DIS", si bien una determinación independiente del proceso sólo puede efectuarse cuando se utilizan expresiones teóricas más allá del primer orden (*L.O.*), en concreto, se conocen las expresiones teóricas al siguiente orden que habitualmente se

denotan como $N.L.O.$; así al $N.L.O.$ la constante de acoplo efectiva es:

$$\alpha_s^{NLO}(Q^2) = \alpha_s^{LO}(Q^2) \left\{ 1 - \frac{\beta_1 \alpha_s^{LO}(Q^2)}{4\pi\beta_0} \log \log \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^{NLO\ 2}} \right) \right\}$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38n_f}{3}$$

La ambigüedad de Λ_{QCD}^{LO} queda reflejada en la siguiente igualdad perturbativa ³:

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2, \Lambda_2) &\equiv \alpha_s(Q^2, k \Lambda_1) \\ &= \alpha_s(Q^2, \Lambda_1) \left(1 + \frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s(Q^2, \Lambda_1) \log k \right) \\ &= \alpha_s(Q^2, \Lambda_1) + O(\alpha_s^2(Q^2, \Lambda_1)) \end{aligned}$$

Así los valores de Λ_{QCD}^{LO} obtenidos de distintos procesos diferirán al tratar de simular las distintas correcciones por encima del $L.O.$ que reciben en cada caso. Por ello no es extraño que los valores obtenidos varíen en un rango tan amplio, $50 Mev \leq \Lambda_{QCD}^{LO} \leq 800 Mev$.

Dentro de aquellos procesos de alta energía en los que $Q.C.D.$ es relevante caben destacar los de dispersión profundamente inelástica, en los cuales un leptón muy energético, μ^-, e^-, ν_e ó $\bar{\nu}_e$, es lanzado sobre blancos hadrónicos generalmente en reposo; que han sido objeto de profundo estudio en la última década. Tales procesos son especialmente adecuados para estudiar la estructura interna de los hadrones y suponen un marco experimental óptimo donde las predicciones de $Q.C.D.$ pueden ser contrastadas. Una vez verificado un buen acuerdo entre teoría y experimento, estos procesos permiten la obtención más fiable de la constante Λ_{QCD} . Dentro de este contexto aparece el primer apartado de este trabajo de investigación:

- 1.- Usando los datos experimentales referentes a las funciones de estructura $xF_3(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ y $S(x, Q^2)$, obtenidos por la colaboración C.D.H.S. durante el año 1985 en experimentos de dispersión $\nu_e(\bar{\nu}_e) + I \rightarrow e^-(e^+) + \text{all}$, $I \equiv$ blanco isoscalar, hemos comparado las predicciones de $Q.C.D.$ usando dos métodos. En primer lugar hemos usado un método de reconstrucción puntual ⁴ para obtener las ecuaciones de evolución de las distintas funciones de estructura. Y en segundo lugar

³Esta igualdad perturbativa requiere que k no sea $\gg 1$

⁴Desarrollado en las referencias [1],[3]

hemos utilizado simples parametrizaciones ⁵dependientes de Q^2 y compatibles con $Q.C.D.$ en los puntos extremos $x = 0, 1$. Tras obtener un buen acuerdo entre teoría, experimento y previos análisis, hemos podido extraer un valor para Λ_{QCD} , también en acuerdo con previas determinaciones.

⁵Estas parametrizaciones se pueden hallar en las referencias [6],[7]

Parece que el modelo estándar $SU(3) \otimes SU_{left}(2) \otimes U_{hipercarga}(1)$ de las interacciones electrodébiles y fuertes, basado en un lagrangiano con las correspondientes simetrías gauge locales, aparte de ser matemáticamente coherente, describe la física de las partículas elementales a las energías accesibles en los actuales experimentos, si bien quedan por verificar dos importantes predicciones del modelo :

a.- El quark top.

b.- El bosón de Higgs.

El quark top, que cierra la tercera generación de quarks y leptones, es necesario para evitar anomalías en la teoría y tanto cotas experimentales como ciertos análisis teóricos le establecen una masa relativamente grande, ver referencias [16], [10], [11], [25], $m_t \gtrsim 25 \text{ Gev}$. Debido a esta masa es de esperar que aquellos procesos que involucren al quark top se vean afectados de correcciones de masa importantes que en algún caso podrían estar al alcance de la precisión de ciertos experimentos. Dentro de este contexto se ha desarrollado el segundo apartado de este trabajo de investigación, ver [4]:

2.- Los nuevos proyectos LEPI y LEPII permitirán medir las propiedades de los bosones débiles, W^\pm y Z^0 , como masas y anchuras de desintegración con una precisión [26] que exige el cálculo teórico de correcciones a tales magnitudes. Motivados por los posibles valores de m_t hemos calculado las correcciones a un "loop" de $Q.C.D.$ para las anchuras Γ_{Z^0} y Γ_W provenientes de los canales de desintegración $W^+ \rightarrow t \bar{b}(g)$ y $Z^0 \rightarrow t \bar{t}(g)$ teniendo en cuenta de manera exacta los efectos de masa debidos a m_t . Hechos los cálculos se han obtenido correcciones importantes del orden ó mayores que las que se conocían y que posiblemente queden al alcance de la precisión de futuros experimentos.

El bosón de Higgs H^0 es la única partícula escalar de la teoría, actualmente necesaria para dar masa a los bosones débiles W^\pm y Z^0 y a los distintos leptones y quarks a través del mecanismo de Higgs, cuya masa podría valer de acuerdo a $5 \text{ Gev} \leq M_{H^0} \leq 1 \text{ Tev}$. La existencia de esta partícula está creando problemas a los físicos tanto experimentales, las secciones eficaces de procesos que involucran a H^0 y que podrían llevar a su detección son muy pequeñas, como teóricos, los intentos de incluir el modelo standar en teorías de gran unificación $SU(5)$, $SO(10)$, etc.. tropiezan con el llamado problema de la "Jerarquías Gauge": *Las divergencias cuadráticas que poseen los propagadores de los bosones escalares hacen difícil mantener dos escalas de energía diferentes como la escala débil, 10^2 Gev , y la escala de gran unificación, $10^{15} - 10^{17} \text{ Gev}$, si bien puede arreglarse mediante un ajuste muy fino (precisiones relativas del orden de $10^{-13} - 10^{-15}$) de los parámetros, solución que aparte de no haberse conseguido no parece muy satisfactoria teóricamente.*

De entre las posibles soluciones a este problema destaca la *Supersimetría*, SUSY. La Supersimetría es una nueva simetría, la más general de la matriz S compatible con teoría de campos, cuya álgebra involucra generadores con carácter espinorial lo que lleva a una profunda relación entre bosones y fermiones; así en un lagrangiano supersimétrico por cada bosón (fermión) existirá un fermión (bosón), compañero supersimétrico del anterior, con la misma masa y números cuánticos y con unos acoplos de interacción íntimamente ligados a los de su compañero. La incorporación de la Supersimetría a una teoría mejora el comportamiento ultravioleta de ésta eliminando las divergencias cuadráticas anteriormente citadas, no perjudica el mantenimiento de otras simetrías como las gauge y permite la incorporación de la gravedad cuántica en su versión local, *Supergravedad* (SUGRA).

Pero los postulados de una invariancia supersimétrica no son satisfechos por la naturaleza, dado que no se observan compañeros supersimétricos de los bosones gauge, gauginos, ni compañeros de los leptones ó quarks, sleptones ó squarks, degenerados en masa con éstos. Esto lleva a pensar que la supersimetría, de existir, debe estar rota. De entre las distintas formas de romper la Supersimetría destacan aquellas basadas

en una ruptura espontánea de la Supergravedad ⁶ que da lugar a distintos términos suaves, además de los estandar y aquellos invariantes supersimétricos, que a la escala débil rompen explícitamente Supersimetría, como son términos de masa para gauginos y escalares. Algunos de los modelos propuestos dentro de este contexto poseen espectros de masas que podrían tener relevancia e interés para las energías de los presentes aceleradores de partículas.

Dentro de este marco se realizó el tercer apartado de esta Tesis [5] :

3.- Dentro de un modelo MILES ("MInimal Low Energy Supergravity") con squarks y sleptones relativamente pesados ($m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{q}} \gtrsim 100 \text{ GeV}$) y cuasidegenerados en masa en los distintos sabores; con gluinos y fotinos relativamente ligeros ($m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\gamma}} \ll m_{\tilde{q}}$) siendo el fotino la partícula mas ligera de este espectro supersimétrico (LSP) y con dos charginos, mezclas entre winos y higgsinos ($\Psi_1 \equiv (\tilde{W}^+, \tilde{H}_1^-)$ y $\Psi_2 \equiv (\tilde{W}^-, \tilde{H}_2^+)$) uno más ligero que el bosón W ($\tilde{\chi}_l$) y otro más pesado ($\tilde{\chi}_h$) [16] calculamos las contribuciones estandar y supersimétricas de este modelo a la producción de sucesos $p\bar{p} \rightarrow e/\mu + j$ (leptón, jet, más pérdida de energía) en el acelerador $p\bar{p}$ del C.E.R.N. a una energía en el centro de masas $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$. La aparición de partículas supersimétricas en el proceso tiene lugar a través de un mecanismo de fusión Drell-Yan entre quarks (antiquarks) del protón (antiprotón) y gluinos del mar del antiprotón (protón) dando lugar a squarks (antisquarks) en la capa de masas, que posteriormente se desintegrarán dando lugar a la señal anteriormente indicada. El interés de este proceso radica en la efectividad de este proceso de fusión, dado que involucra un acoplamiento fuerte, así como en la peculiaridad de la señal.

⁶Ejemplos de ello pueden encontrarse en las referencias [14], [15] y [16]

Parte II

FUNCIONES DE ESTRUCTURA

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

Los experimentos de dispersión profundamente inelástica, "DIS" (Deep Inelastic Scattering), son el marco ideal para estudiar la estructura interna de los hadrones, a la vez, que son uno de los tests clásicos de *Q.C.D.* Estos procesos corresponden a la difusión de un leptón de momento l^μ sobre un hadrón con momento p^μ , siendo el lepton final con momento l'^μ la única partícula observada del estado final, ver Figura 1.1

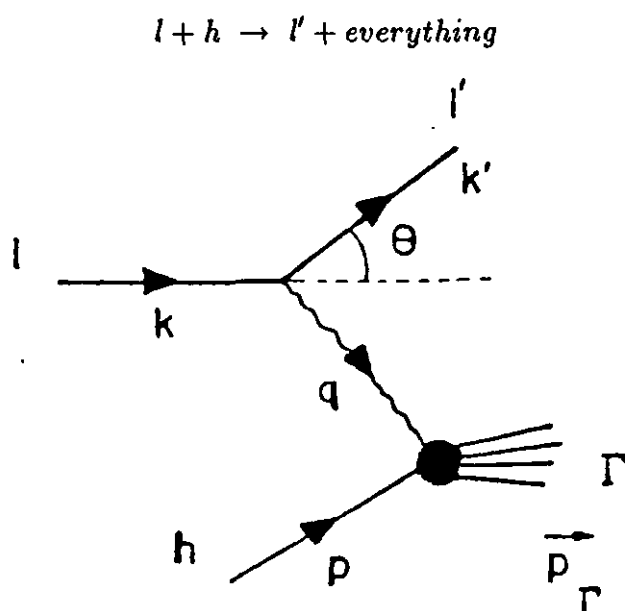


Figura 1.1: Colisión leptón-hadrón : $l + h \rightarrow l' + \text{everything}$

$$l^\mu \equiv (E, \vec{k}) \quad l'^\mu \equiv (E', \vec{k}')$$

$$P^\mu \equiv (m_h, \vec{0}) \quad P_\Gamma \equiv (E_\Gamma, \vec{P}_\Gamma)$$

$$\theta = \text{angle}(\vec{k}, \vec{k}')$$

En la práctica como leptones incidentes se usan electrones, muones, neutrinos y antineutrinos electrónicos (e^- , μ^- , ν_e y $\bar{\nu}_e$) y como blancos se usan nucleones, protones y/o neutrones. Cuando el número de neutrones y protones es el mismo se dice que el blanco es Isoscalar. Cuando el leptón incidente es muy energético estos procesos permiten el estudio a cortas distancias de los constituyentes del hadrón, quarks y gluones. Una vez sumados sobre todos los posibles estados finales Γ , proceso semiinclusivo, y promediando en spin se obtiene la siguiente expresión para la sección eficaz diferencial.

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = L^{\mu\nu}(l, l', q) W_{\mu\nu}(p, q) \quad (1.1)$$

Donde $L^{\mu\nu}$ es un tensor que recoge el vértice leptónico de interacciones electromagnéticas ó débiles al orden más bajo y el propagador del bosón correspondiente (γ , Z^0 , W^\pm). Así por ejemplo para un proceso electromagnético $e + P \rightarrow e + \Gamma$ se tiene :

$$L^{\mu\nu} = \frac{2\alpha_{em}^2}{Q^4 m_h} \frac{E'}{E} \{ k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - (k \cdot k') g^{\mu\nu} \} \quad (1.2)$$

Donde E y E' son las correspondientes energías de los leptones incidente y saliente. El tensor $W_{\mu\nu}$ se define como :

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int d^4y e^{iqy} \langle p | J_\mu^\dagger(y) J_\nu(0) | p \rangle \quad (1.3)$$

Con J_μ la corriente hadrónica correspondiente, $\bar{q}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)q'$ para procesos débiles cargados y $Q_q \bar{q}\gamma_\mu q$ para aquellos electromagnéticos. Definiendo las variables cinemáticas :

$$\nu = pq \quad , \quad Q^2 = -q^2 > 0 \quad (1.4)$$

$$\nu = m_h(E - E') \quad , \quad Q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta) \quad (1.5)$$

$$x = \frac{Q^2}{2\nu} \quad , \quad W_\Gamma^2 \equiv P_\Gamma^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_h^2 \quad (1.6)$$

Los procesos de colisión profundamente inelástica corresponden a los límites : $Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$ con x fijo y $0 \leq x \leq 1$, esta última condición para que $P_\Gamma^2 \geq 0$. Para poder usar los resultados del límite de cortas distancias ó la expansión en producto de

operadores (O.P.E.), válida en los límites : $Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$ $\tilde{x} = \frac{Q^2}{\nu^2}$ fijo se hace uso de una relación de dispersión (Christ, Hasslacher y Mueller, 1972) para relacionar el límite de dispersión inelástica de $W_{\mu\nu}$ con el límite de cortas distancias de $T_{\mu\nu}$ definido éste como :

$$T_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int d^4 y e^{iqy} \langle p | T J_\mu^\dagger(y) J_\nu(0) | p \rangle \quad (1.7)$$

La descomposición más general de los tensores W y T es ¹

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(p, q) = & W_1(-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / q^2) + W_2(p_\mu - q_\mu \nu / q^2)(p_\nu - q_\nu \nu / q^2) \\ & - i W_3 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta / (2m_h^2) + W_4 q_\mu q_\nu / m_h^2 \\ & + W_5(p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu) / (2m_h^2) - i W_6(p_\mu q_\nu - q_\mu p_\nu) / (2m_h^2) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Donde todos los W_i son reales. La invariancia $t \leftrightarrow -t$ de las interacciones fuertes implica que $W_6 = 0$. La conservación de la corriente electromagnética y de la paridad en procesos electromagnéticos y fuertes obliga a : $W_3 = W_4 = W_5 = 0$.

Para procesos débiles la no conservación de paridad hace $W_3 \neq 0$. Cuando se desprecian las masas de los quarks y leptones las únicas funciones no nulas son W_1, W_2 y W_3 , mientras que sin despreciar tales masas, la no conservación de la corriente débil lleva a que sean no nulos además W_4 y W_5 , si bien éstos aportan una contribución proporcional a $m_l m_q / Q^2$, donde m_l y m_q son las masas de leptones y quarks.

Es costumbre pasar de las funciones W_i a otras F_i llamadas Funciones de Estructura definidas como:

$$2xF_1(x, Q^2) = W_1(Q^2, \nu = Q^2/2x) \quad (1.9)$$

$$F_2(x, Q^2) = \frac{\nu}{m_h^2} W_2(Q^2, \nu = Q^2/2x) \quad (1.10)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \frac{\nu}{m_h^2} W_3(Q^2, \nu = Q^2/2x) \quad (1.11)$$

$$F_{4,5}(x, Q^2) = \frac{\nu^2}{m_h^4} W_{4,5}(Q^2, \nu = Q^2/2x) \quad (1.12)$$

Usando el límite de cortas distancias u OPE para las funciones T_i y la relación de dispersión entre T y W uno llega a :

$$M_{n,k}(Q^2) \equiv \int_0^1 dx x^{n-2} F_k(x, Q^2)$$

¹La descomposición para T se obtiene trivialmente sustituyendo W_i por T_i

$$= \sum_i A_{n,k}^i(\mu^2) C_{n,k}^i(Q^2/\mu^2, \alpha_s(Q^2)) \left\{ 1 + O\left(\frac{1}{Q^2}\right) \right\} \quad (1.13)$$

Donde la suma contempla todos los tipos de operadores con twist igual a dos, $\tau = 2$, ya que twists más altos están suprimidos por potencias superiores de Q^{-2n} $n \geq 1$ y donde se han despreciado todo tipo de efectos de masas de quarks ó blanco. Las funciones $A_{n,k}^i(\mu^2)$ son los elementos de matriz reducidos de los distintos operadores entre los estados hadrónicos correspondientes al blanco que no son calculables en teoría de perturbaciones y que dependen del proceso, en general. Por el contrario las funciones $C_{n,k}^i(Q^2/\mu^2, \alpha_s(Q^2))$, ó coeficientes de Wilson, no dependen del proceso y son calculables en teoría de perturbaciones en $\alpha_s(Q^2)$ y satisfacen la siguiente ecuación derivada de las RGE:

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right] C_{n,k}^i(Q^2/\mu^2, g^2) = \sum_j \gamma_n^{ij}(g) C_{n,k}^j(Q^2/\mu^2, g^2) \quad (1.14)$$

Restringiéndonos al caso de funciones de estructura, operadores, no singlete por su sencillez uno obtiene como resultado de la ecuación anterior:

$$C_{n,k}^{NS}(Q^2/\mu^2, g^2) = C_{n,k}^{NS}(1, \bar{g}^2) \exp \left\{ - \int_{\bar{g}(\mu^2)}^{\bar{g}(Q^2)} \frac{dg'}{g'} \frac{\gamma_n^{NS}(g')}{\beta(g')} \right\} \quad (1.15)$$

Donde γ_n^{NS} es la dimensión anómala del correspondiente operador no singlete y $\beta(g)$ es tal que :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{g}^2}{dt} &= \bar{g}\beta(\bar{g}) \\ \bar{g}(t=0) &= g \\ t &= \log Q^2/\mu^2 \end{aligned} \quad (1.16)$$

Las funciones γ, β y C son desarrollables en potencias de la constante de acoplo:

$$\gamma_{NS}(g) = \gamma_{NS}^{(0)} \frac{g^2}{16\pi^2} + \gamma_{NS}^{(1)} \left(\frac{g^2}{16\pi^2} \right)^2 \quad (1.17)$$

$$\beta(g) = -\beta_0 \left(\frac{g}{4\pi} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{g}{4\pi} \right)^4 \quad (1.18)$$

$$C_{n,k}^{NS}(1, g^2) = \delta_k^{NS} \left\{ 1 + B_{n,k}^{NS} \frac{g^2}{16\pi^2} \right\} \quad (1.19)$$

Es importante reseñar que β_0, β_1 y $\gamma_{NS}^{(0)}$ son independientes del esquema de renormalización para una amplia clase de esquemas en los que se incluyen los más usados en

$Q.C.D.$, el MS y el \overline{MS} . Por otro lado $\gamma_{NS}^{(1)}(n)$ y $B_{n,k}^{NS}$ si dependen del esquema si bien la combinación $B + \gamma^{(1)}/(2\beta_0)$ es independiente. Para consultar más detalles y fórmulas nos remitimos a la referencia [9]. Usando todo lo anterior uno obtiene al $N.L.O.$ la siguiente expresión para los momentos de una función de estructura no singlete :

$$M_{n,k}(Q^2) = \delta_k^{NS} A_{n,k}(\mu^2) \left\{ 1 + \frac{g^2(Q^2) - g^2(\mu^2)}{(4\pi)^2} R_{k,n}^{NS} \right\} \left[\frac{g^2(Q^2)}{g^2(\mu^2)} \right]^{d_n^{NS}} \quad (1.20)$$

$$d_n^{NS} = \gamma_{NS}^{(0)}/2\beta_0 \quad (1.21)$$

$$R_{k,n}^{NS} = B_{n,k}^{NS} + \frac{\gamma_{NS}^{(1)}}{2\beta_0} - \frac{\gamma_{NS}^{(0)}\beta_1}{(2\beta_0^2)} \quad (1.22)$$

El desconocimiento del término $A_{n,k}(\mu^2)$ tan sólo permite establecer ecuaciones de evolución para los momentos. Así por ejemplo al orden más bajo, $L.O.$, uno tiene :

$$\frac{M_{n,k}(Q^2)}{M_{n,k}(Q_0^2)} = \left[\frac{\log Q_0^2 / \Lambda_{QCD}^{LO\ 2}}{\log Q^2 / \Lambda_{QCD}^{LO\ 2}} \right]^{d_n^{NS}} \quad (1.23)$$

En la última ecuación se puede ver claramente como $Q.C.D.$ predice un "scaling" corregido por términos logarítmicos. Para el caso de operadores singlete todo es algo más complicado debido al carácter matricial de las ecuaciones dado que los operadores singlete de quarks se mezclan con los operadores gluónicos. Las fórmulas y expresiones pueden encontrarse en la referencia [9]. Para ciertos valores de n , $n = 1$ para el caso no singlete y $n = 2$ para el singlete, los operadores usados en la OPE están relacionados con generadores de simetría haciéndose posible, en algunos casos, el cálculo de los elementos no perturbativos $A(\mu^2)$. Dado que tales operadores son observables se tiene que $d_{NS} = 0$ y $^2 \det D_{ij}(n) = 0$. En estos casos uno obtiene las llamadas "Reglas de Suma". Casos concretos de éstas, que usaremos en este trabajo de investigación son :

$$\int_0^1 dx x^{-1} f_3^{\nu I}(x, Q^2) = 3 \left\{ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right\} \quad (1.24)$$

$$f_3^{\nu I}(x, Q^2) \equiv x F_3(x, Q^2)$$

$$\int_0^1 dx \{ F_2^{\nu I}(x, Q^2) + G(x, Q^2) \} = 1 + O(\alpha_s(Q^2)) \quad (1.25)$$

Todo este estudio de las funciones de estructura es bastante formal y es necesario repetirlo para cada proceso, sin embargo existe otro tratamiento del problema más intuitivo

² $D_{ij}(n)$ es la matriz de dimensiones anómalas correspondiente a los operadores singlete de quarks y gluones

basado en las llamadas funciones de distribución de quarks $q_i(x, Q^2)$ cuya interpretación es la probabilidad de hallar un quark de sabor i dentro de un hadrón con una fracción de impulso de éste x cuando analizamos el hadrón con energía Q^2 . Tales funciones de distribución se suponen independientes del proceso y su evolución con Q^2 viene dictada por las ecuaciones de Altarelli-Parisi, ver referencia [13]. Ambos métodos, el formal con la OPE y el intuitivo con las ecuaciones de Altarelli-Parisi son equivalentes, si bien una relación unívoca entre las funciones de estructura de uno y las funciones de distribución del otro sólo existe al orden más bajo ($L.O.$), ya que a órdenes superiores la definición de las funciones de distribución no es única. Como ejemplo de esta equivalencia damos a continuación la relación entre ambas funciones de estructura y distribución al $L.O.$ para procesos de dispersión $\nu(\bar{\nu})I$:

$$xF_3(x, Q^2) = x \sum_f [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.26)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_f [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.27)$$

Aunque se ha avanzado mucho en este campo aún quedan cuestiones por resolver, como las correcciones de twists más altos (Higher Twists) de las cuales se conoce su importancia en la región $x \lesssim 1$, si bien a efectos prácticos de cálculo sólo se conocen parametrizaciones de estas correcciones. Otras correcciones son aquellas debidas a la masa del blanco [17], [22] (" *T.M.C.* "), importantes también en la región $x \rightarrow 1$ y que, habiendo sido calculadas en algunos casos, presentan problemas en la región $x \sim 1$. Otros problemas son aquellos relacionados con la dependencia en el número de sabores que se hacen más patentes cerca de los umbrales ó " thresholds ".

Conocidas las predicciones teóricas para los momentos de las funciones de estructura y teniendo en cuenta que lo medido experimentalmente son éstas últimas uno se encuentra ante el problema de invertir las transformadas de Mellin que ligan funciones y momentos. Usar las predicciones teóricas para los momentos supondría conocer las funciones de estructura para bastantes valores de x , sobre todo aquellos valores de x pequeños ($x \sim 0$), para poder obtener con cierta fiabilidad la integral de los momentos. Como ello generalmente no es sencillo parece, en general, más adecuado establecer las predicciones teóricas para las funciones de estructura. En este apartado describiré brevemente el

método de inversión por reconstrucción puntual propuesto en la referencia [1] y que será el usado en el posterior análisis de los datos. En lugar de la transformada de Mellin ordinaria se usan los polinomios de Bernstein definidos según :

$$b^{N,k}(x) = (N+1) \binom{N}{k} x^k (1-x)^{N-k} = \frac{(N+1)!}{k!} \sum_{l=0}^{N-k} \frac{(-1)^l x^{k+l}}{l! (N-k-l)!} \quad (1.28)$$

Que poseen la siguiente propiedad :

$$\lim_{\substack{k, N \rightarrow \infty \\ k/N \rightarrow x_0}} b^{N,k}(x) = \delta(x - x_0) \quad (1.29)$$

Usando estos polinomios uno obtiene :

$$F_{NS}(x, Q^2) = \int_0^1 dy b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_{NS}(y, Q_0^2) \quad (1.30)$$

con

$$b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) = \lim_{\substack{k, N \rightarrow \infty \\ k/N \rightarrow x}} \frac{(N+1)!}{k!} \sum_{l=0}^{N-k} \frac{(-1)^l y^{k+l}}{l! (N-k-l)!} \frac{M_{k+l}(n, Q^2)}{M_{k+l}(n, Q_0^2)} \quad (1.31)$$

Conocidas las predicciones teóricas para los momentos uno puede obtener expresiones analíticas para $b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2)$ a partir de la anterior ecuación. Para el caso singlete toda la derivación anterior es más complicada por el caracter matricial de sus ecuaciones, pero finalmente se llega a expresiones análogas a la correspondiente al caso no singlete como son :

$$F_s(x, Q^2) = \int_0^1 dy \left\{ b^{FF}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_s(y, Q_0^2) + b^{FV}(x, y, Q^2, Q_0^2) G(y, Q_0^2) \right\} \quad (1.32)$$

$$G(x, Q^2) = \int_0^1 dy \left\{ b^{VV}(x, y, Q^2, Q_0^2) G(y, Q_0^2) + b^{VF}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_s(y, Q_0^2) \right\} \quad (1.33)$$

Las expresiones explícitas de todos estos kernels así como su derivación pueden encontrarse en las referencias [1] y [3].

A partir de las expresiones obtenidas con el anterior método de reconstrucción puntual sus autores obtuvieron simples parametrizaciones dependientes de Q^2 compatibles

con *Q.C.D.* en los puntos extremos $x = 0, 1$ una vez supuestos simples comportamientos como :

$$F_i(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} A_i(Q^2) (1-x)^{\nu_i(Q^2)} \quad (1.34)$$

$$F_i(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 0}{\sim} B_i(Q^2) x^{\lambda_i(Q^2)} \quad (1.35)$$

Tal trabajo está contenido en las referencias [6] y [7] donde se pueden encontrar las expresiones explícitas de tales parametrizaciones, si bien al ser utilizadas en este trabajo, también están recogidas más adelante. Usando estos dos métodos, reconstrucción puntual y parametrizaciones, hemos procedido a analizar los datos obtenidos por la colaboración CDHS durante 1985 a partir de la dispersión de neutrinos y antineutrinos electrónicos por un blanco isoscalar. A los datos suministrados : $x, Q^2, xF_3(x, Q^2), F_2(x, Q^2)$ y $S(x, Q^2)$, ésta última la función de estructura correspondiente al "mar", les hemos impuesto ciertos cortes a fin de asegurar un régimen perturbativo ($Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$), para evitar problemas relacionados con la apertura de nuevos umbrales de tal forma que contáramos sólo con cuatro sabores : $u d s c$, y, a la vez, para mantener el máximo número de puntos experimentales. Con tales intenciones hemos escogido los siguientes cortes :

$$Q^2 > 10 \text{ Gev}^2, \quad P_T^2 > 11 \text{ Gev}^2 \quad (1.36)$$

Estos cortes en Q^2 y P_T^2 ya contienen razonables cortes en E_T , ya que implican :

$$E_T \equiv m_h + \frac{Q^2}{2m_h x} > 11 \text{ Gev} \quad (1.37)$$

El número de puntos experimentales que han superado tales cortes han sido ³72 satisfaciendo: $0.045 \leq x \leq 0.65$. Para realizar las correspondientes minimizaciones hemos usado el programa de minimización : MINUIT (Cern Program Library D506, version 3). Aunque en principio Λ_{QCD} debería ser uno de los parámetros libres a ajustar hemos preferido usarla como "input" y posteriormente estudiar el comportamiento de χ^2 como función de Λ_{QCD} . Si bien ello fué motivado por razones computacionales, nos ha permitido descubrir que, en general, sólo el método de reconstrucción puntual, como veremos, permite extraer un valor de Λ_{QCD} .

³Para el caso de los datos de la función de estructura del mar el número de puntos experimentales ha quedado reducido a 70.

Capítulo 2

RECONSTRUCCIÓN PUNTUAL

2.1 NO SINGLETE : $xF_3(x, Q^2)$

En este apartado nos dedicaremos a la función de estructura no singlete que se extrae de los procesos neutrino (antineutrino) sobre un blanco isoscalar ($\nu(\bar{\nu}) + I$) y que se define de la siguiente forma :

$$\begin{aligned} F_{NS}(x, Q^2) &\equiv xF_3(x, Q^2) \\ &= 1/2 x \{F_3^{\nu I}(x, Q^2) + F_3^{\bar{\nu} I}(x, Q^2)\} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Al *L.O.* esta función de estructura es identificada con la parte de valencia del hadrón y, en términos de funciones de distribución, corresponde a :

$$xF_3(x, Q^2) \stackrel{LO}{\equiv} xV(x, Q^2) = x \sum_f [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (2.2)$$

Esta función de estructura satisface la siguiente ecuación de evolución :

$$F_{NS}(x, Q^2) = \int_0^1 dy b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_{NS}(y, Q_0^2) \quad (2.3)$$

El kernel $b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2)$ puede encontrarse en la aproximación *N.L.O.* en la ref. [1] y $F_{NS}(y, Q_0^2)$ es función de varios parámetros que serán determinados en el ajuste. Para incluir correcciones de masa del blanco (T.M.C.) uno tiene que modificar la ecuación de los momentos de $F_{NS}(y, Q^2)$ de la siguiente manera :

$$\int_0^1 dx x^n W_{NS}(x, Q^2) = \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{m_h^2}{Q^2} \right)^j \frac{(n+j+2)!}{j!(n+1)!(n+2j+2)} M_{n+2j+2}^{NS}(Q^2) \quad (2.4)$$

Donde $W_{NS}(x, Q^2)$ es la función de estructura que tiene en cuenta las TMC. Invertiendo la ecuación anterior uno obtiene:

$$W_{NS}(x, Q^2) = \frac{x^2 F_{NS}(x, Q^2)}{\xi^2(x, Q^2) \mu(x, Q^2)} + \frac{2m_h^2 x^3}{Q^2 \mu^{3/2}(x, Q^2)} \int_{\xi(x, Q^2)}^1 d\eta \frac{F_{NS}(\eta, Q^2)}{\eta^2} \quad (2.5)$$

$$\xi(x, Q^2) = \frac{2x}{1 + \mu^{1/2}(x, Q^2)} \quad (2.6)$$

$$\mu(x, Q^2) = 1 + 4x^2 m_h^2 / Q^2 \quad (2.7)$$

Es fácil comprobar como haciendo $m_h = 0$ uno recupera la ecuación 1.13. Como se ve en la anterior ecuación las correcciones de masa son importantes para grandes valores de x , sin embargo tal ecuación no tiene sentido y conlleva paradojas [23] para valores de x muy próximos a 1. En el mismo límite las correcciones debidas a twists más altos dan también problemas ya que van [23] :

$$higher\ twists \sim \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{n p_t^2}{Q^2} \right)^k M_{n,k}(Q^2) \quad (2.8)$$

Y así cuando las correcciones de masa llevan a paradojas [23] ($n \simeq 3Q^2/m_h^2$) los términos de twists más altos también dan problemas ($\frac{n p_t^2}{Q^2} \sim \frac{3 p_t^2}{m_h^2} \sim 1$ para $p_t \sim 300 Mev$ $m_h \sim 1000 Mev$). Por tanto un tratamiento adecuado en la región $x \sim 1$ deberá tener en cuenta ambas correcciones (TMC y HT). Para nuestros propósitos tal problema no existe dado que nos hemos restringido a valores de x tales que $0.045 \leq x \leq 0.65$.

Para la función $F_{NS}(y, Q_0^2)$ hemos escogido la siguiente parametrización:

$$F_{NS}(x, Q_0^2) = k x^\lambda (1-x)^\mu (1+ax) \quad (2.9)$$

En esta parametrización hemos considerado trayectorias de primer y segundo orden en el límite $x \rightarrow 0$, x^λ y $x^{\lambda+1}$. Análisis hechos en base a la teoría de Regge sugieren $\lambda \sim 1/2$. El parámetro μ gobierna el límite $x \rightarrow 1$ y para él las "reglas de conteo" (Brodsky-Farrar [18]) sugieren: $\mu_i = 2n_i - 3$ donde $n_i = 3, 4, 5, \dots$ según tengamos en el hadrón tres, cuatro ó más partones; en nuestro caso $n_i = 3$ y uno se espera $\mu \sim 3$. Usando la regla de suma para $F_{NS}(x, Q_0^2)$ podemos eliminar el parámetro k en términos

de $J_{NS}(Q_0^2)$ y los restantes parámetros de la forma siguiente:

$$k = \frac{J_{NS}(Q_0^2) \Gamma(\lambda + \mu + 2)}{\Gamma(\lambda) \Gamma(\mu + 1) \{\mu + 1 + \lambda(a + 1)\}} \quad (2.10)$$

Donde, Llewellyn-Smith [19] :

$$\begin{aligned} J_{NS}(Q^2) &\equiv \int_0^1 dx x^{-1} F_{NS}(x, Q^2) \\ &= 1/2 \int_0^1 dx \{F_3^{\nu p}(x, Q^2) + F_3^{\bar{\nu} p}(x, Q^2)\} \\ &= \tilde{J}_{NS} \left\{ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Donde teóricamente $\tilde{J}_{NS} = 3$ aunque, a veces, hemos dejado tal parámetro libre en el ajuste. Con la misma parametrización $F_{NS}(x, Q_0^2)$ hemos ajustado los datos experimentales a las predicciones teóricas, minimizando el correspondiente χ^2 , en los siguientes casos :

- 1.- Orden más bajo en teoría de perturbaciones, *L.O.*
- 2.- Orden más bajo *L.O.* con correcciones de masa, *TMC*
- 3.- Siguiendo orden en teoría de perturbaciones, *N.L.O.*
- 4.- Siguiendo orden *N.L.O.* con correcciones de masa, *TMC*

En la Figura (3.1) hemos representado el χ^2 total en función de Λ_{QCD} (Gev) para los cuatro ajustes anteriores teniendo como parámetros libres : λ, μ, a y \tilde{J}_{NS} . Llegados a este punto es importante mencionar varios puntos importantes :

- i.- χ^2 como función de Λ_{QCD} exhibe un claro mínimo en la región de los valores esperados para Λ_{QCD} que nos permite determinar ésta última. Como veremos más adelante este comportamiento será característico del método de reconstrucción puntual.
- ii.- Basándonos en el comportamiento anteriormente citado de χ^2 hemos escogido como criterio para determinar los errores de los parámetros uno que tiene en cuenta tanto los errores dados por el programa de minimización como el rango de

variación de los parámetros al movernos entre los valores de Λ_{QCD} que dejan al χ^2 entre el χ^2 mínimo y éste más uno :

$$\chi_{min}^2 \leq \chi^2 \leq \chi_{min}^2 + 1 \quad (2.12)$$

$$\Lambda_{QCD\ min} \leq \Lambda_{QCD} \leq \Lambda_{QCD\ max} \quad (2.13)$$

$$\rho_{min} \leq \rho \leq \rho_{max} \quad (2.14)$$

Así para un parámetro ρ cualquiera establecemos su error final como :

$$\Delta_\rho \stackrel{Def}{=} \sqrt{\Delta_{\rho\ minuit}^2 + \left[\frac{\rho_{max} - \rho_{min}}{2} \right]^2} \quad (2.15)$$

iii.- Aunque todos los ajustes presentados han sido realizados para $Q_0^2 = 2\ Gev^2$, hemos comprobado que no hay dependencia en tal parámetro si éste cumple : $Q_0^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$.

iv.- Como se observa en la Figura (3.1) el incluir NLO ó TMC ó ambos mejora sensiblemente los valores de χ^2 aunque, en cualquier caso, los valores de éste son muy buenos : los valores de χ^2 por grado de libertad ($\chi^2/D.F.$ $D.F. = 72$ - número de parámetros) siempre son menores que 0.5 en los mínimos.

A continuación damos los rangos de variación de los parámetros al igual que sus errores

LO

$$0.69 \leq \lambda \leq 0.72 \quad \Delta_\lambda = 0.018$$

$$2.649 \leq \tilde{J}_{NS} \leq 2.65 \quad \Delta_{\tilde{J}_{NS}} = 0.100$$

$$3.39 \leq \mu \leq 3.6 \quad \Delta_\mu = 0.180$$

$$0.818 \leq a \leq 0.923 \quad \Delta_a = 0.405$$

LO - TMC

$$0.671 \leq \lambda \leq 0.697 \quad \Delta_\lambda = 0.016$$

$$2.661 \leq \tilde{J}_{NS} \leq 2.668 \quad \Delta_{\tilde{J}_{NS}} = 0.075$$

$$3.56 \leq \mu \leq 3.76 \quad \Delta_\mu = 0.180$$

$$1.135 \leq a \leq 1.265 \quad \Delta_a = 0.405$$

NLO

$$\begin{aligned}
0.695 & \leq \lambda \leq 0.73 & \Delta_\lambda &= 0.020 \\
2.78 & \leq \tilde{J}_{NS} \leq 2.86 & \Delta_{\tilde{J}_{NS}} &= 0.107 \\
3.085 & \leq \mu \leq 3.42 & \Delta_\mu &= 0.195 \\
0.33 & \leq a \leq 0.654 & \Delta_a &= 0.298
\end{aligned}$$

NLO - TMC

$$\begin{aligned}
0.678 & \leq \lambda \leq 0.725 & \Delta_\lambda &= 0.025 \\
2.788 & \leq \tilde{J}_{NS} \leq 2.894 & \Delta_{\tilde{J}_{NS}} &= 0.113 \\
3.22 & \leq \mu \leq 3.60 & \Delta_\mu &= 0.196 \\
0.492 & \leq a \leq 0.98 & \Delta_a &= 0.349
\end{aligned}$$

NLO - TMC

$$\begin{aligned}
0.577 & \leq \lambda \leq 0.6222 & \Delta_\lambda &= 0.038 \\
& & \tilde{J}_{NS} &= 3 \\
3.254 & \leq \mu \leq 3.656 & \Delta_\mu &= 0.224 \\
1.341 & \leq a \leq 1.972 & \Delta_a &= 0.767
\end{aligned}$$

NLO - TMC

$$\begin{aligned}
& \lambda = 1/2 \\
3.163 & \leq \tilde{J}_{NS} \leq 3.263 & \Delta_{\tilde{J}_{NS}} &= 0.103 \\
3.312 & \leq \mu \leq 3.684 & \Delta_\mu &= 0.205 \\
2.723 & \leq a \leq 2.911 & \Delta_a &= 0.558
\end{aligned}$$

NLO - TMC

$$\begin{aligned}
& \lambda = 1/2 \\
& \tilde{J}_{NS} = 3 \\
3.57 & \leq \mu \leq 3.85 & \Delta_\mu &= 0.148 \\
3.793 & \leq a \leq 4.25 & \Delta_a &= 0.347
\end{aligned}$$

Como se puede ver en los resultados anteriores existe un buen acuerdo entre las expectativas teóricas y los resultados del ajuste : $\mu \sim 3$, $\lambda \sim 1/2$ y $\tilde{J}_{NS} \sim 3$. En la Tabla (3.1) recogemos los resultados de los parámetros y Λ_{QCD} para los valores mínimos de χ^2 para los cuatro ajustes : LO , LO-TMC , NLO y NLO-TMC ; y en la Tabla (3.2) hacemos lo propio en los casos en los que fijamos $\lambda = 1/2$ y/o $\tilde{J}_{NS} = 3$. En el límite $x \rightarrow 1$ la función de estructura singlete $F_s(x, Q^2)$ se comporta al LO como una no singlete ya que ¹:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx x^{n-2} F_s(x, Q^2) &\equiv M_s(n, Q^2) \\ &= A_n^-(Q_0^2) \left[\frac{g^2(Q_0^2)}{g^2(Q^2)} \right]^{-d_-(n)} + A_n^+(Q_0^2) \left[\frac{g^2(Q_0^2)}{g^2(Q^2)} \right]^{-d_+(n)} \end{aligned} \quad (2.16)$$

y se cumple :

$$M_s(n, Q^2) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} A_n^\psi(Q_0^2) \left[\frac{g^2(Q_0^2)}{g^2(Q^2)} \right]^{-\gamma_{\psi\psi}^{(0)}(n)/(2\beta_0)} \quad (2.17)$$

y como $\gamma_{\psi\psi}^{(0)}(n) = \gamma_{NS}^{(0)}(n)$ queda claro que en este límite la evolución de una función singlete es igual a la de una no singlete. Para el caso que nos ocupa nuestras funciones singlete y no singlete verifican además que : $A_n^{NS}(Q_0^2) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} A_n^\psi(Q_0^2)$. Para comprobar tal resultado hemos ajustado una nueva función de estructura definida de la siguiente forma:

$$F_{NS}(x, Q^2) = \begin{cases} xF_3(x, Q^2) & x \leq x_{cut} \\ F_2(x, Q^2) & x > x_{cut} \end{cases} \quad (2.18)$$

Hemos ido variando x_{cut} hasta encontrar que $x_{cut} = 0.4$ era el valor más bajo para el cuál obteníamos los mismos resultados que con $xF_3(x, Q^2)$ sólo. Este resultado tiene importancia ya que da sentido práctico a la expresión $x \rightarrow 1$ ($x > 0.4$) y que nos permitirá posteriormente estudiar la función de estructura del mar en tal límite. Con todo lo visto anteriormente concluimos que :

- I. Las predicciones dadas por Q.C.D. usando el método de reconstrucción puntual están en acuerdo con los datos experimentales de $xF_3(x, Q^2)$ tomados por CDHS en aquella región a la que nos hemos restringido. Los valores ajustados de λ , μ y \tilde{J}_{NS} están de acuerdo con las expectativas teóricas y análisis previos [2] y los valores de χ^2/DF son muy buenos satisfaciendo $\chi^2/DF \lesssim 0.5$.

¹Seguimos la notación de [9]

- II. La inclusión de correcciones NLO y/o TMC siempre mejoran los ajustes. Tal hecho es muy importante y apunta claramente en favor de $Q.C.D.$ como teoría subyacente de estos procesos. Es importante remarcar, también, el hecho de que ambas correcciones, NLO y TMC , sean realmente eso : correcciones; como se puede observar en los valores de χ^2 y en los valores y rangos de variación de los parámetros. Tal situación justifica y valida el tratamiento perturbativo llevado a cabo en el desarrollo teórico.
- III. Con los cortes escogidos pensamos que el valor más fiable de Λ_{QCD} ² que podemos extraer de los datos de CDHS es aquel que corresponde al ajuste con NLO y TMC cuyo valor es :

$$\Lambda_{QCD}^{NLO} = \begin{cases} + 90 \text{ Mev} \\ 125 \text{ Mev} \\ - 60 \text{ Mev} \end{cases} \quad (2.19)$$

valor que está de acuerdo con el valor promedio mundial [21].

²Los valores de Λ_{QCD} corresponden al esquema \overline{MS} .

2.2 SINGLETE : $F_2(x, Q^2)$

El estudio de los operadores singlete bajo el grupo $SU(n_f)$, n_f es el número de sabores, conlleva nuevas dificultades con respecto al caso de los operadores no singlete. En primer lugar existe mezcla entre los operadores relativos a quarks y a gluones lo que origina el carácter matricial de las ecuaciones; en segundo lugar el cálculo de la matriz de dimensiones anómalas al NLO es muy complejo y aún más conseguir expresiones analíticas que permitan el uso de un método de reconstrucción puntual, y en tercer lugar, tampoco se conocen las TMC aplicables en este caso. Teniendo en cuenta todo ello usaremos las predicciones teóricas al LO , cuyas fórmulas pueden ser encontradas en [3]. El carácter matricial de las ecuaciones fuerza a incluir una nueva función auxiliar $G(x, Q^2)$ identificada con la función de estructura de los gluones. La ecuación que vamos a usar para la evolución de $F_2(x, Q^2)$ es :

$$F_2(x, Q^2) = \int_0^1 dy \left\{ b^{FF}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_2(y, Q_0^2) + b^{FV}(x, y, Q^2, Q_0^2) G(y, Q_0^2) \right\} \quad (2.20)$$

Las expresiones de los kernels $b^{FF}(x, y, Q^2, Q_0^2)$ y $b^{FV}(x, y, Q^2, Q_0^2)$ pueden ser encontradas en [3]. Para las funciones $F_2(y, Q_0^2)$ y $G(y, Q_0^2)$ usaremos las siguientes parametrizaciones ³:

$$F_2(x, Q_0^2) = R_2 x^{\lambda_s} (1-x)^{\nu_s} [1 + A_2 x] \quad (2.21)$$

$$G(x, Q_0^2) = R_G x^{\lambda_s} (1-x)^{\nu_s+\eta} [1 + K_G x] \quad (2.22)$$

Hemos tomado la misma potencia para x en ambas expresiones dado que tal hecho ha sido probado en la referencia [6]. Usaremos la siguiente regla de suma :

$$\int_0^1 dy \left\{ F_2(y, Q_0^2) + G(y, Q_0^2) \right\} = 1 \quad (2.23)$$

para eliminar R_G y reescribir A_2 de tal forma que nos queden como parámetros libres : $\lambda_s, \nu_s, \eta, A_2, K_G$ y J_2 éste último definido como :

$$J_2 \equiv \int_0^1 dy F_2(y, Q_0^2) \quad (2.24)$$

³Se han intentado otras parametrizaciones aportando éstas ó peores ó idénticos ajustes, todo ello tras haber aumentado el número de parámetros a ajustar.

Sobre J_2 se conoce el valor asintótico cuando $Q^2 \rightarrow \infty$, siendo éste :

$$J_2 \stackrel{Q^2 \rightarrow \infty}{=} \frac{3n_f}{3n_f + 16} \simeq 0.43 \quad (n_f = 4) \quad (2.25)$$

En nuestro caso, dado que usaremos generalmente $Q_0^2 = 2 \text{ Gev}^2$ deberemos obtener $J_2 > 0.43$ ya que J_2 como función de Q^2 es una función monótona decreciente (el momento transportado por los quarks va siendo cedido a los gluones y al mar). Una vez hecho el primer ajuste hemos visto como aquellos parámetros relacionados con la función de estructura de los gluones, k_G y η quedaban muy mal determinados con errores dados por MINUIT iguales ó mayores que los propios parámetros. Así por ejemplo hemos obtenido :

$$-0.119 \leq \lambda_s \leq -0.075 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.022$$

$$3.017 \leq \nu_s \leq 3.197 \quad \Delta_{\nu_s} = 0.09$$

$$0.565 \leq J_2 \leq 0.580 \quad \Delta_{J_2} = 0.007$$

$$3.5 \leq A_2 \leq 4.196 \quad \Delta_{A_2} = 0.360$$

$$9.00 \leq K_G \leq 10.50 \quad \Delta_{K_G} = 10.00$$

$$0.7 \cdot 10^{-5} \leq \eta \leq 0.9 \cdot 10^{-1} \quad \Delta_{\eta} = 0.105$$

$$\text{con : } \Lambda_{QCD}^{LO} = \begin{cases} +65 \text{ Mev} \\ 150 \text{ Mev} \\ -45 \text{ Mev} \end{cases}$$

y $\chi_{D.F.}^2 \sim 0.38$ en el mínimo. A continuación hemos fijado el parámetro K_G a su valor central y más frecuente ($K_G = 10$) y el parámetro η a cero ($\eta = 0$) obteniendo ninguna variación. En la Figura (3.2) hemos representado el χ^2 total v.s. Λ_{QCD} ; al igual que en el caso no singlete se observa un claro mínimo de $\chi^2(\Lambda_{QCD})$ que nos permite determinar Λ_{QCD}^{LO} y los errores asociados a los parámetros. En el punto mínimo los valores de los parámetros han sido :

$$\lambda_s = -0.089$$

$$\nu_s = 3.123$$

$$J_2 = 0.571$$

$$A_2 = 3.801$$

$$K_G = 10. \text{ fijo}$$

$$\eta = 0 \text{ fijo}$$

De este ajuste cabe ser reseñadas las siguientes características :

- 1.- La potencia de x , λ_s , sale negativa de acuerdo con lo predicho en [6].
- 2.- La potencia del término $(1 - x)$, ν_s , está de acuerdo con las expectativas teóricas⁴ : $\nu \sim \mu \sim 3$
- 3.- Los valores obtenidos de J_2 son coherentes con su límite asintótico habiéndose observado, además, que J_2 como función de Q_0^2 es una función decreciente.
- 4.- Los valores de $\chi^2/D.F.$ obtenidos son buenos ($\chi^2/D.F. \lesssim 0.4$) y el valor de Λ_{QCD}^{LO} obtenido es compatible con el obtenido en el caso no singlete, si bien este hecho no tiene excesiva relevancia dado que en este caso estamos usando las predicciones al LO .

⁴ μ corresponde a la misma potencia en el caso no singlete.

2.3 EL MAR : $S(x, Q^2)$

Dentro del método de reconstrucción puntual hemos estudiado la función de estructura del mar al orden más bajo en teoría de perturbaciones, LO , en $\alpha_s(Q^2)$. En esta aproximación existe, como dijimos en la introducción, una relación unívoca entre funciones de estructura y funciones de distribución de forma que :

$$S(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - xF_3(x, Q^2) \quad (2.26)$$

con

$$\begin{aligned} xF_3(x, Q^2) &= \sum_i x \{q_i(x, Q^2) - \bar{q}_i(x, Q^2)\} \\ &\equiv xV(x, Q^2) \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i x \{V(x, Q^2) + q_i^{sea}(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)\} \quad (2.28)$$

$$S(x, Q^2) = 2 \sum_i x \bar{q}_i(x, Q^2) \quad (2.29)$$

Hemos supuesto que las distribuciones de quarks y antiquarks en el mar son iguales. Para grandes valores de x , $x > 0.4$, podemos tratar la función de estructura $F_2(x, Q^2)$ como una función no singlete de manera que :

$$F_2(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\simeq} \int_0^1 dy b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_2(y, Q_0^2) \quad (2.30)$$

y por tanto

$$S(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\simeq} \int_0^1 dy b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) S(y, Q_0^2) \quad (2.31)$$

$$S(y, Q_0^2) = F_2(y, Q_0^2) - yF_3(y, Q_0^2) \quad (2.32)$$

De manera que podemos considerar al mar como no singlete en este límite. También sabemos ⁵ que $b^{FF}(x, y, Q^2, Q_0^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\simeq} b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2)$ con lo que :

$$F_2(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\simeq} \int_0^1 dy \{b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) F_2(y, Q_0^2) + b^{FV}(x, y, Q^2, Q_0^2) G(y, Q_0^2)\} \quad (2.33)$$

⁵Para consultar más detalles sobre ello nos remitimos a la referencia [3]

y por tanto :

$$S(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\simeq} \int_0^1 dy \{ b_{NS}(x, y, Q^2, Q_0^2) S(y, Q_0^2) + b^{FV}(x, y, Q^2, Q_0^2) G(y, Q_0^2) \} \quad (2.34)$$

Así pues en el límite $x \rightarrow 1$ podemos entender la función de estructura del mar, al igual que $F_2(x, Q^2)$, como singlete ó como no singlete. A continuación consideraremos ambas posibilidades.

2.3.1 singlete

Usando la anterior expresión hemos ajustado a la vez $F_2(x, Q^2)$ y $S(x, Q^2)$ dado que $G(y, Q_0^2)$ entra en ambas ecuaciones de evolución y teniendo en cuenta el mar para valores de x tales que $x > 0.4$. Para la función $S(y, Q_0^2)$ hemos escogido la siguiente parametrización ⁶:

$$S(y, Q_0^2) = R_o y^{\lambda_o} (1 - y)^{\nu_o} [1 + k_o y] \quad (2.35)$$

y hemos dejado como parámetros libres : λ_o , ν_o , k_o y J_o éste último definido como :

$$J_o \equiv \int_0^1 dy S(y, Q_0^2) \quad (2.36)$$

En el ajuste hemos encontrado casi los mismos resultados que en el apartado anterior para aquellos parámetros relacionados con $F_2(x, Q^2)$ y $G(x, Q^2)$. Tan sólo el parámetro η cambia de forma significativa aumentando claramente su valor y reduciendo su error. En la Figura (3.3) hemos representado el valor total de χ^2 , así como las respectivas contribuciones provenientes de $F_2(x, Q^2)$ y $S(x, Q^2)$ como funciones de Λ_{QCD} . Los rangos de variación y los errores de los parámetros han sido los siguientes :

$$-0.157 \leq \lambda_s \leq -0.080 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.053$$

$$3.34 \leq \nu_s \leq 3.46 \quad \Delta_{\nu_s} = 0.072$$

$$0.562 \leq J_2 \leq 0.578 \quad \Delta_{J_2} = 0.011$$

$$3.01 \leq A_2 \leq 3.63 \quad \Delta_{A_2} = 0.425$$

⁶Las parametrizaciones de $F_2(y, Q_0^2)$ y $G(y, Q_0^2)$ son las mismas del apartado anterior.

$$\begin{aligned}
9.99 &\leq k_G \leq 10.0 & \Delta_{K_G} &= 10.0 \\
2.46 &\leq \eta \leq 3.6 & \Delta_\eta &= 0.85 \\
-0.678 &\leq \lambda_o \leq -0.223 & \Delta_{\lambda_o} &= 0.35 \\
3.075 &\leq \nu_o \leq 3.27 & \Delta_{\nu_o} &= 0.568 \\
0.0065 &\leq J_o \leq 0.03 & \Delta_{J_o} &= 0.012 \\
0.21 &\leq k_o \leq 8.1 & \Delta_{k_o} &= 4.07
\end{aligned}$$

$$\text{El valor m\u00ednimo de } \chi^2 \text{ se obtiene para : } \Lambda_{QCD}^{LQ} = \begin{cases} +60 \text{ Mev} \\ 150 \text{ Mev} \\ -60 \text{ Mev} \end{cases}$$

con las siguientes contribuciones al χ^2 total :

$$\begin{aligned}
\chi_{total}^2 &= 49.4 \\
\chi_{F_2}^2 &= 27.8 \quad (72 \text{ puntos experimentales}) \\
\chi_S^2 &= 21.6 \quad (26 \text{ puntos experimentales})
\end{aligned}$$

Cabe rese\u00f1ar de este ajuste las siguientes caracter\u00edsticas :

- i.- Los par\u00e1metros relacionados con $F_2(x, Q^2)$ no han sufrido variaciones notables, sin embargo el par\u00e1metro η , relacionado con $G(x, Q_0^2)$, ha cambiado sustancialmente a valores m\u00e1s parecidos a lo que cabia esperar en base a las reglas de conteaje, as\u00ed : $\eta + \nu_s = 2n_{qqqg} - 3 = 5$. Esta influencia sobre $G(x, Q^2)$ puede entenderse te\u00f3ricamente dada la gran dependencia que tiene la funci\u00f3n de estructura del mar de \u00e9sta, ya que el mar s\u00f3lo se puede generar perturbativamente a trav\u00e9s de gluones en procesos de creaci\u00f3n quark-antiquark. Para los par\u00e1metros relacionados con $S(x, Q_0^2)$ observamos en todos ellos grandes errores, resultado l\u00f3gico dado que nuestra muestra es m\u00e1s bien reducida $NPE_{sea} = 26$; sin embargo los valores obtenidos son cualitativamente correctos, as\u00ed por ejemplo el signo de λ_o nos indica el car\u00e1cter singlete de $S(x, Q^2)$ en el l\u00edmite $x \rightarrow 0$. Aunque J_o (porcentaje de momento que transportan los quarks del mar) sale relativamente peque\u00f1o ($J_o \sim 1.5\%$) dado que uno esperaria $J_o \sim 5\% - 10\%$ [12] ello puede deberse a que estamos calculando J_o en aquella regi\u00f3n, x grandes, donde menor contribuci\u00f3n obtiene.

ii.- Con respecto a los valores obtenidos del χ^2 total hay que decir que aunque se haya obtenido un valor muy bueno ($\chi^2_{DF} \sim 0.561$) ello se debe al mayor peso estadístico de $F_2(x, Q^2)$ en el ajuste, así las contribuciones parciales en el mínimo han sido: $\chi^2_{F_2(x, Q^2) DF} \sim 0.42$ y $\chi^2_{S(x, Q^2) DF} \sim 0.97$. Debido al comportamiento casi plano de $\chi^2_{S(x, Q^2)}$ el valor de Λ_{QCD}^{LO} obtenido en este apartado coincide con el obtenido anteriormente ajustando sólo $F_2(x, Q^2)$.

2.3.2 no singlete

Usando la ecuación de evolución 2.31 y la misma parametrización anterior hemos ajustado $S(x, Q^2)$ a los datos experimentales tales que $x > 0.4$. Dejando todos los parámetros libres hemos encontrado varios de ellos (λ_o y K_o) muy mal determinados con rangos de variación y errores muy grandes $\Delta_{k_o}^{MINUIT} \gg k_o$ y $\Delta_{\lambda_o}^{MINUIT} \sim \lambda_o$. Teniendo en cuenta esto hemos procedido a realizar nuevos ajustes fijando alguno de estos parámetros. En primer lugar hemos fijado λ_o a los valores $\lambda_o = 0, 0.5$ y 1 obteniendo en los tres casos idéntico resultado para χ^2 que el obtenido con el mismo parámetro libre, así por ejemplo :

Tabla 2.1: Influence of λ_o in the non singlet point-like fit of $S(x, Q^2)$

χ^2				
	λ free	$\lambda = 1$	$\lambda = 0.5$	$\lambda = 0$
$\Lambda_{QCD} = 100 \text{ Mev}$	20.81	20.85	20.81	20.79
$\Lambda_{QCD} = 120 \text{ Mev}$	20.75	20.77	20.73	20.71
$\Lambda_{QCD} = 140 \text{ Mev}$	20.66	20.69	20.67	20.64

lo que demuestra claramente la insensibilidad del ajuste al parámetro λ_o . Con λ_o fijo el parámetro k_o mantiene sus enormes errores, si bien ahora los valores obtenidos para éste son extremadamente pequeños ($k_o \sim 10^{-4} - 10^{-8}$); debido a ello hemos fijado a continuación el parámetro k_o a el valor $k_o = 0$ obteniendo el mismo resultado que cuando estaba libre. Los resultados de cualquiera de estos ajustes, ya que todos coinciden, pueden verse en la Figura (3.4). Como se observa en la anterior figura, χ^2 como función de Λ_{QCD} es una función muy suave lo que no permite una predicción

para este último parámetro, por ello supondremos que conocemos Λ_{QCD} junto con sus errores $\Lambda_{QCD} \in [65 \text{ Mev} , 215 \text{ Mev}]$ a efectos de calcular los rangos de variación de los parámetros y por tanto sus errores. Así pues con $\lambda_o = k_o = 0$ hemos obtenido :

$$\begin{aligned} 3.206 &\leq \nu_o \leq 3.443 \quad \Delta_{\nu_o} = 0.815 \\ 0.021 &\leq J_o \leq 0.023 \quad \Delta_{J_o} = 0.010 \end{aligned}$$

y para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$

$$\begin{aligned} \nu_o &= 3.35 \\ J_o &= 0.022 \\ \chi^2 &= 20.71 \\ \chi^2_{DF} &= 0.863 \end{aligned}$$

Las predicciones teóricas para ν_o en base a las reglas de conteaje establecen : $\nu_o = 2n_{qq\bar{q}\bar{q}} - 3 = 7$ y previos análisis apuntan hacia $J_o \sim 5\% - 10\%$; resultados ambos no compatibles con nuestros valores. Sin embargo hay que darse cuenta que nuestra función $S(x, Q_0^2)$ ha quedado reducida a :

$$S(x, Q_0^2) = J_o (1 + \nu_o) (1 - x)^{\nu_o} \quad (2.37)$$

parametrización que establece una correlación muy alta entre los parámetros ν_o y J_o , de manera que ν_o pequeños implican J_o pequeños. Por ello hemos realizado un nuevo ajuste esta vez fijando J_o a $J_o = 0.1$ y el resto como antes. En tales condiciones hemos obtenido :

$$\begin{aligned} 5.73 &\leq \nu_o \leq 6.20 \quad \Delta_{\nu_o} = 0.34 \\ J_o &= 0.1 \end{aligned}$$

y para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$

$$\begin{aligned} \nu_o &= 6.13 \\ \chi^2 &= 29.53 \\ \chi^2_{DF} &= 1.18 \end{aligned}$$

Los resultados de este ajuste pueden verse en la Figura (3.4) conjuntamente con el caso J_0 libre. Como se observa el imponer valores de J_0 compatibles con previos análisis nos lleva a valores de ν_0 en acuerdo con las expectativas teóricas.

Realizados estos análisis de la función de estructura del mar en el límite $x \rightarrow 1$ con el método de reconstrucción puntual concluimos que :

- a.- Aunque la región de estudio es la más insensible al parámetro λ_0 todo es compatible con valores negativos de éste, $\lambda_0 \text{ singlete} < 0$ y $\lambda_0 \text{ no singlete} \sim 0$.
- b.- Los χ^2 obtenidos tienen un comportamiento cualitativo y cuantitativo semejante para ajustes singlete y no singlete, mostrando bastante insensibilidad al parámetro Λ_{QCD} .
- c.- Los valores obtenidos de J_0 y ν_0 quedan por debajo de las expectativas teóricas y de previos análisis. $J_0^{exp} \sim 0.02$, $\nu_0^{exp} \sim 3.3$
 $J_0^{Gargamelle} \sim 0.05 - 0.1$, $\nu_0^{teórico} \sim 5 - 7$
 hecho que puede ser debido a la región de estudio, x grandes, donde J_0 obtiene una contribución pequeña. Fijando $J_0 = 0.1$ uno obtiene valores para ν_0 compatibles con las expectativas teóricas ($\nu_0 \sim 6$).
- d.- En el caso del ajuste singlete la incorporación del mar permite una mejor determinación del parámetro η relacionado con la función de estructura de los gluones llevándolo hacia valores más en acuerdo con las expectativas teóricas ($\eta \sim 2$).

Capítulo 3

PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD

3.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo usaremos simples parametrizaciones dependientes de Q^2 para las distintas funciones de estructura. El origen de tales parametrizaciones yace en una compatibilidad con QCD en los puntos extremos $x = 0$ y/o $x = 1$ tras haber supuesto simples comportamientos en ambos extremos, por ejemplo suele ser normal suponer :

$$F_i(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 0}{\sim} B_i(Q^2) x^{\lambda_i(Q^2)} \quad (3.1)$$

$$F_i(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} A_i(Q^2) (1-x)^{\nu_i(Q^2)} \quad (3.2)$$

Tales comportamientos se pueden complicar añadiendo sucesivas trayectorias en x ó en $(1-x)$. La compatibilidad con QCD impondrá a tales coeficientes , A , B , λ y ν , una determinada dependencia en Q^2 . Conocidas las predicciones en ambos extremos se puede hallar una parametrización para todos los valores de x que conecte suavemente con las predicciones en ambos límites. El interés de estas parametrizaciones radica en la sencillez de su utilización de manera que una vez determinados los parámetros libres con un ajuste previo se pueden usar como "input" en futuros cálculos. Vamos a usar dos tipos de parametrizaciones; en primer lugar usaremos unas parametrizaciones para las funciones de estructura singlete y no singlete compatibles con QCD en ambos

puntos extremos , $x = 0, 1$, que se encuentran en las referencias [6] y [7], a tales parametrizaciones se les han incorporado correcciones NLO , TMC y, de una manera fenomenológica, HT . En segundo lugar usaremos las parametrizaciones compatibles con QCD en $x = 1$ [27] que nos permitirán obtener una sencilla parametrización de la función de estructura del mar.

3.2 PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD EN $x = 0, 1$: FUNCIONES DE ESTRUCTURA SINGLETE Y NO SINGLETE

Las parametrizaciones que vamos a usar en esta sección pueden ser encontradas en las referencias [6] y [7] y al LO son :

$$F_{NS}(x, Q^2) = \left\{ B_{NS} \alpha_s(Q^2)^{-d(1-\lambda)} (x^\lambda - x^{\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2))}) + A_{NS} \alpha_s(Q^2)^{-d_0} \frac{\Gamma(\nu_{0NS} + 1)}{\Gamma(\nu_{NS}(\alpha_s(Q^2)) + 1)} x^{\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2))} \right\} (1 - x)^{\nu_{NS}(\alpha_s(Q^2))} \quad (3.3)$$

$$F_S(x, Q^2) = \left\{ B_S \alpha_s(Q^2)^{-d_+(1-\lambda_s)} (x^{-\lambda_s} - x^{-\mu_S(\alpha_s(Q^2))}) + A_S \alpha_s(Q^2)^{-d_0} \frac{\Gamma(\nu_{0S} + 1)}{\Gamma(\nu_S(\alpha_s(Q^2)) + 1)} x^{-\mu_S(\alpha_s(Q^2))} \right\} (1 - x)^{\nu_S(\alpha_s(Q^2))} \quad (3.4)$$

donde :

$$\begin{aligned} \nu(\alpha_s(Q^2)) &= \nu_0 - \frac{16}{3\beta_0} \log \alpha_s(Q^2) \\ d_0 &= \frac{16}{3\beta_0} (3/4 - \gamma_E) \\ \gamma_E &\simeq 0.5772 \end{aligned}$$

F_S y F_{NS} corresponden respectivamente a funciones de estructura singlete y no singlete ; $d(n)$ es la dimensión anómala de los operadores no singlete y $D(n)$ es la matriz de dimensiones anómalas de los operadores singlete con autovalores : d_\pm ordenados tal que $d_+(n) > d_-(n)$. Las funciones $\mu_i(\alpha_s(Q^2))$ son una parametrización a sucesivas trayectorias de Regge que se obtendrán de forma perturbativa haciendo uso de las reglas de suma : $\mu_i(\alpha_s(Q^2)) = \lambda_i + O(\alpha_s(Q^2))$ y cumplirán que : $\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2)) > \lambda_{NS}$ y $\mu_S(\alpha_s(Q^2)) < \lambda_S$. Los parámetros A_{NS} , B_{NS} , A_S , B_S , λ_{NS} , λ_S , ν_{0NS} y ν_{0S} no vienen dados por la teoría y serán determinados en el ajuste. Λ_{QCD} será un "input" en cada ajuste lo que nos permitirá estudiar los rangos de variación de los parámetros así como el comportamiento de $\chi^2(\Lambda_{QCD})$.

Las expresiones al siguiente orden en teoría de perturbaciones en $\alpha_s \equiv \alpha_s(Q^2)$, NLO se obtienen a partir de las anteriores haciendo los siguientes cambios :

$$\alpha_s^{LO}(Q^2) \rightarrow \alpha_s^{NLO}(Q^2) = \alpha_s^{LO}(Q^2) \left\{ 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0 4\pi} \frac{\alpha_s^{LO}(Q^2)}{\Lambda_{NLO}^2} \log \log Q^2 / \Lambda_{NLO}^2 \right\} \quad (3.5)$$

$$A_i \rightarrow A_i e^{a(\alpha_s(Q^2)) \alpha_s(Q^2)} \quad (3.6)$$

$$(1-x)^{\nu_i(\alpha_s(Q^2))} \rightarrow (1-x)^{\nu_i(\alpha_s(Q^2)) + \frac{2\alpha_s(Q^2)}{3\pi} \log(1-x)} \quad i = S, NS \quad (3.7)$$

$$B_{NS} \rightarrow B_{NS} \left\{ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} C_{NS}(1-\lambda_{NS}) \right\} \left(1 + \frac{\beta_1 \alpha_s(Q^2)}{\beta_0 4\pi} \right)^{-p(1-\lambda_{NS})} \quad (3.8)$$

$$B_S \rightarrow B_S \left\{ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} W_S(1+\lambda_S) \right\} \quad (3.9)$$

Las expresiones de los coeficientes $C_{NS}(n)$, $W_S(n)$, $a(\alpha_s(Q^2))$, ν_i y $p(n)$ vienen dadas por *QCD* y pueden encontrarse en la referencia [7]. Uno puede modificar las expresiones anteriores para incluir correcciones de masa del blanco (*TMC*) válidas hasta orden : $O(m_h^4/Q^4)$ sin añadir ningún nuevo parámetro de la forma siguiente :

$$F_{NS} \rightarrow F_{NS} \left\{ 1 + \frac{x^2 m_h^2}{Q^2} \left[\frac{6}{1-\lambda_{NS}} - \lambda_{NS} - 4 + \frac{x \nu_{NS}(\alpha_s(Q^2))}{1-x} \right] \right\} \quad (3.10)$$

$$F_S \rightarrow F_S \left\{ 1 + \frac{x^2 m_h^2}{Q^2} \left[\frac{6}{1+\lambda_S} + \lambda_S - 4 + \frac{x \nu_S(\alpha_s(Q^2))}{1-x} \right] \right\} \quad (3.11)$$

También pueden incluirse correcciones provenientes de twists más altos ("Higher Twists", *HT*) de una manera fenomenológica multiplicando las anteriores parametrizaciones por el siguiente factor : $1 + \frac{k_{i1}^2}{Q^2} + \frac{k_{i2}^2}{Q^2(1-x)}$

Como vemos la inclusión de *NLO* y/o *TMC* no necesita de nuevos parámetros, y sólo la consideración de *HT* requiere dos parámetros nuevos para cada función de estructura. Para reducir grados de libertad hemos impuesto las reglas de suma :

$$\int_0^1 dx \frac{F_{NS}(x, Q^2)}{x} = J_{NS}(Q^2) = \tilde{J}_{NS} \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right\} \quad (3.12)$$

$$\int_0^1 dx F_S(x, Q^2) = J_S(Q^2) \stackrel{Q^2 \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{3n_f}{16 + 3n_f} \quad (3.13)$$

Como sólo conocemos el valor asintótico de $J_s(Q^2)$ lo dejaremos como otro parámetro libre J_s . Hemos hecho uso de estas reglas de suma de dos formas distintas :

- 1.- Como se sugiere en la referencia [7] hemos fijado : $\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2)) = 1$ y $\mu_S(\alpha_s(Q^2)) = 0$ y hemos aplicado las reglas de suma a un Q_0^2 dado para eliminar los parámetros A_{NS} y A_S . En función del resto de los parámetros y al orden *NLO*, A_{NS} y A_S valen :

$$A_{NS} = \frac{\alpha_0^{d_0} e^{-a(\alpha_0) \alpha_0}}{\Gamma(\nu_{0NS} + 1)} \Gamma(\nu_{NS}(\alpha_0) + 1) [\nu_{1NS}(\alpha_0) + 1]$$

$$\left\{ J_{NS}(Q_0^2) (1 - R_2^{NS}) + B_{NS} \frac{\alpha_0^{-d(1-\lambda)}}{\nu_{1NS}(\alpha_0) + 1} \left[1 - \frac{\alpha_0}{4\pi} C_{NS} (1 - \lambda) \right] \right.$$

$$\left. \left(1 + \frac{\beta_1 \alpha_0}{\beta_0 4\pi} \right)^{-p(1-\lambda)} \left[1 - \frac{\Gamma(\lambda) \Gamma(\nu_{1NS}(\alpha_0) + 2)}{\Gamma(\nu_{1NS}(\alpha_0) + 1 + \lambda)} (1 + R_1^{NS} - R_2^{NS}) \right] \right\} \quad (3.14)$$

$$A_S = \frac{\alpha_0^{d_0} e^{-a(\alpha_0) \alpha_0}}{\Gamma(\nu_{0S} + 1)} \Gamma(\nu_S(\alpha_0) + 1) [\nu_{1S}(\alpha_0) + 1]$$

$$\left\{ J_S(Q_0^2) (1 - R_2^S) + B_S \frac{\alpha_0^{-d_+(1+\lambda_s)}}{\nu_{1S}(\alpha_0) + 1} \left[1 - \frac{\alpha_0}{4\pi} W_S (1 + \lambda_s) \right] \right.$$

$$\left. \left[1 - \frac{\Gamma(1 - \lambda_s) \Gamma(\nu_{1S}(\alpha_0) + 2)}{\Gamma(\nu_{1S}(\alpha_0) + 2 - \lambda_s)} (1 + R_1^S - R_2^S) \right] \right\} \quad (3.15)$$

Donde $\alpha_0 \equiv \alpha_s(Q_0^2)$ y :

$$R_1^{NS} = \frac{2\alpha_0}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1NS}(\alpha_0) + \lambda) - S_1(\nu_{1NS}(\alpha_0))]^2 \right.$$

$$\left. + S_2(\nu_{1NS}(\alpha_0) + \lambda) - S_2(\nu_{1NS}(\alpha_0)) \right\} \quad (3.16)$$

$$R_2^{NS} = \frac{2\alpha_0}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1NS}(\alpha_0) + 1) - S_1(\nu_{1NS}(\alpha_0))]^2 \right.$$

$$\left. + S_2(\nu_{1NS}(\alpha_0) + 1) - S_2(\nu_{1NS}(\alpha_0)) \right\} \quad (3.17)$$

$$R_1^S = \frac{2\alpha_0}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1S}(\alpha_0) + 1 - \lambda_s) - S_1(\nu_{1S}(\alpha_0))]^2 \right.$$

$$\left. + S_2(\nu_{1S}(\alpha_0) + 1 - \lambda_s) - S_2(\nu_{1S}(\alpha_0)) \right\} \quad (3.18)$$

$$R_2^S = \frac{2\alpha_0}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1S}(\alpha_0) + 1) - S_1(\nu_{1S}(\alpha_0))]^2 \right.$$

$$\left. + S_2(\nu_{1S}(\alpha_0) + 1) - S_2(\nu_{1S}(\alpha_0)) \right\} \quad (3.19)$$

Donde $S_l(z)$ está definida de la forma siguiente :

$$S_l(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(z+n)^l - n^l}{(z+n)^l n^l} \quad (3.20)$$

Para obtener las correspondientes expresiones al LO basta con hacer : $R_i^{NS} = R_i^S = C_{NS} = \beta_1 = p = W_S = 0$ y reemplazar $\nu_{1i}(\alpha_s(Q^2))$ por $\nu_i(\alpha_s(Q^2))$. Denotaremos a las funciones de estructura ajustadas de esta forma con un superíndice I .

2.- Hemos obtenido expresiones para $\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2))$ y $\mu_S(\alpha_s(Q^2))$ de tal forma que las reglas de suma sean satisfechas para todos los valores de Q^2 . Sus expresiones al orden LO pueden ser encontradas en la referencia [7], al siguiente orden son como sigue :

$$\mu_{NS}(\alpha_s(Q^2)) = \lambda + \frac{\alpha_s(Q^2)^{d(1-\lambda)} \left[1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} C_{NS}(1-\lambda) \right] \left(1 + \frac{\beta_1 \alpha_s(Q^2)}{\beta_0 4\pi} \right)^{-p(1-\lambda)}}{B_{NS} [\psi(\nu_{1NS}(\alpha_s) + 1 + \lambda) - \psi(\lambda)]}$$

$$\left\{ J_{NS}(\alpha_s) \frac{\Gamma(\nu_{1NS} + 1 + \lambda)(1 - R_{NS})}{\Gamma(\lambda)\Gamma(\nu_{1NS}(\alpha_s) + 1)} - A_{NS} \alpha_s^{-d_0} e^{a(\alpha_s)\alpha_s} \frac{\Gamma(\nu_{0NS} + 1)}{\Gamma(\nu_{1NS}(\alpha_s) + 1)} \right\} \quad (3.21)$$

$$R_{NS} = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1NS}(\alpha_s) + \lambda) - S_1(\nu_{1NS}(\alpha_s))]^2 + S_2(\nu_{1NS}(\alpha_s) + \lambda) - S_2(\nu_{1NS}(\alpha_s)) \right\} \quad (3.22)$$

$$\mu_S(\alpha_s(Q^2)) = \lambda_s - \frac{\alpha_s(Q^2)^{d+(1+\lambda_s)} \left[1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} W_S(1+\lambda_s) \right]}{B_S [\psi(\nu_{1NS}(\alpha_s) + 2 - \lambda_s) - \psi(1 - \lambda_s)]}$$

$$\left\{ J_S(\alpha_s) \frac{\Gamma(\nu_{1S} + 2 - \lambda_s)(1 - R_S)}{\Gamma(1 - \lambda_s)\Gamma(\nu_{1S}(\alpha_s) + 1)} - A_S \alpha_s^{-d_0} e^{a(\alpha_s)\alpha_s} \frac{\Gamma(\nu_{0S} + 1)}{\Gamma(\nu_{1S}(\alpha_s) + 1)} \right\} \quad (3.23)$$

$$R_S = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left\{ [S_1(\nu_{1S}(\alpha_s) + 1 - \lambda_s) - S_1(\nu_{1S}(\alpha_s))]^2 + S_2(\nu_{1S}(\alpha_s) + 1 - \lambda_s) - S_2(\nu_{1S}(\alpha_s)) \right\} \quad (3.24)$$

Para denotar las funciones de estructuras ajustadas de esta manera usaremos el superíndice II . Así para las parametrizaciones del tipo I tenemos 11 parámetros libres : λ , ν_{0NS} , B_{NS} , k_{1NS}^2 y k_{2NS}^2 para $xF_3^I(x, Q^2)$ y λ_s , ν_{0S} , B_S , k_{1S}^2 y k_{2S}^2 para $F_2^I(x, Q^2)$; mientras que para el tipo II tenemos dos parámetros más : A_{NS} y A_S . Realizados ciertos ajustes previos hemos observado como ajustar F_{NS} y F_S a la vez ó cada una por separado es irrelevante. Que así sea, a priori, no es lógico dado que comparten una dependencia en Λ_{QCD} pero, como veremos, el comportamiento casi plano de los χ^2 como funciones de Λ_{QCD} lo ha permitido así . Debido a este comportamiento de

los χ^2 como funciones de Λ_{QCD} los rangos de variación y, por tanto, los errores de los parámetros, se han obtenido en base al valor de Λ_{QCD} obtenido con el método de reconstrucción puntual para $xF_3(x, Q^2)$, es decir : $\Lambda_{QCD} \in [65 \text{ Mev}, 215 \text{ Mev}]$. Hemos observado también como que al incluir los HT , los parámetros resultantes satisfacen : $k_{ij}^2 \lesssim 10^{-3}$ con errores relativamente grandes $\Delta k_{ij}^2 \gtrsim k_{ij}^2$ $i = 1, 2$ $j = S, NS$. Posteriormente hemos comprobado que fijando tales parámetros a cero ($k_{ij}^2 = 0$) nada cambiaba, por tanto no consideraremos HT en lo que sigue. Como dijimos en apartados precedentes teóricamente : $\tilde{J} \equiv \tilde{J}_{NS} = 3$, si bien en ocasiones lo hemos dejado como un parámetro libre más encontrando siempre compatibilidad con el valor esperado ($2.6 \leq \tilde{J} \leq 3.2$ con $\Delta_{\tilde{J}} \sim 0.25$). Con respecto a la inclusión de correcciones NLO hemos observado como no alteran significativamente los ajustes. Algo parecido ocurre con las TMC salvo en los ajustes de $xF_3(x, Q^2)$ con las parametrizaciones tipo II dado que λ toma valores del orden de 0.8 haciendo que las correcciones TMC sean muy grandes, lo que invalida su inclusión. Usando cualquiera de las parametrizaciones I ó II podemos parametrizar la función de estructura del mar al orden más bajo y sin TMC como :

$$S^{I,II}(x, Q^2) = F_S^{I,II}(x, Q^2) - F_{NS}^{I,II}(x, Q^2) \quad (3.25)$$

De esta forma ampliamos la muestra experimental sin añadir ningún parámetro nuevo. Con esta parametrización del mar caben dos alternativas:

- a.- Ajustar F_S y F_{NS} y observar las predicciones para S .
- b.- Ajustar a la vez las tres funciones : F_S , F_{NS} y S .

Ambas posibilidades serán tenidas en cuenta, si bien como veremos estas parametrizaciones del mar no serán muy satisfactorias. A continuación pasamos a los detalles concretos de los ajustes de ambos tipos de parametrizaciones I y II .

3.2.1 PARAMETRIZACIONES TIPO : I

Este tipo de parametrizaciones se muestra más adecuado para F_{NS} que para F_S , como puede observarse en la Figura (3.5) donde se han representado $\chi_{F_{NS}}^2$ y $\chi_{F_S}^2$ como fun-

ciones de Λ_{QCD} para ajustes NLO . En la anterior figura queda claramente manifiesta la suave dependencia de χ^2 con respecto a Λ_{QCD} .

NO SINGLETE

Fijando \tilde{J} a su valor teórico, $\tilde{J} = 3$, permanecen como parámetros libres ν_{0NS} , λ y B_{NS} . A continuación damos los rangos de variación de los parámetros en los distintos tipos de ajustes.

LO

$$\begin{aligned} 0.543 &\leq \lambda \leq 0.583 & \Delta_\lambda &= 0.0206 \\ 2.555 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.604 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.032 \\ 1.11 &\leq B_{NS} \leq 1.645 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.27 \end{aligned}$$

LO – TMC

$$\begin{aligned} 0.551 &\leq \lambda \leq 0.558 & \Delta_\lambda &= 0.005 \\ 2.498 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.510 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.021 \\ 1.401 &\leq B_{NS} \leq 2.016 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.31 \end{aligned}$$

NLO

$$\begin{aligned} 0.628 &\leq \lambda \leq 0.676 & \Delta_\lambda &= 0.025 \\ 2.641 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.745 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.056 \\ 0.910 &\leq B_{NS} \leq 1.314 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.206 \end{aligned}$$

NLO – TMC

$$\begin{aligned} 0.622 &\leq \lambda \leq 0.634 & \Delta_\lambda &= 0.006 \\ 2.529 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.572 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.030 \\ 1.226 &\leq B_{NS} \leq 1.314 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.273 \end{aligned}$$

Los valores de los parámetros para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$ se encuentran en la Tabla (3.4). En los ajustes se observa como la inclusión de NLO mejora los valores de χ^2 mientras

que ocurre lo contrario con las *TMC*. Dado que hemos fijado la regla de suma a un Q_0^2 fijo hemos comprobado la dependencia de los ajustes con respecto a tal parámetro escogiendo varios valores de Q_0^2 con los resultados de la Tabla (3.3). Como puede observarse no hay variaciones significativas entre unos u otros ajustes. Para reducir parámetros y teniendo en cuenta la predicción de la teoría de Regge hemos fijado el parámetro λ a 0.5 con los resultados que se muestran en la Tabla (3.5). Con $\lambda = 1/2$ los χ_{DF}^2 , aunque aceptables ($\chi_{DF}^2 \lesssim 1$), empeoran claramente, principalmente con la inclusión de *TMC*.

Como ha podido observarse los valores de χ^2 son buenos y los valores de los parámetros están de acuerdo con las expectativas teóricas : $\nu_{NS} \sim 3 - 4$ y $\lambda \sim 0.5$. Así pues con tan sólo tres parámetros bastante bien determinados tenemos una parametrización que describe correctamente los datos de CDHS en nuestra región de estudio.

SINGLETE

En el caso de la función de estructura singlete $F_2(x, Q^2)$ se necesitan cuatro parámetros : ν_{0S} , λ_s , B_S y J_s para determinar las parametrizaciones. Los resultados de los ajustes *LO*, *LO - TMC*, *NLO* y *NLO - TMC* para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$ están recogidos en la Tabla (3.7) donde se observa como la inclusión de correcciones *NLO* y/o *TMC* no modifican apenas los resultados, si bien se nota una cierta mejoría en los χ^2 cuando se incluyen *TMC*. Con respecto a los valores obtenidos de los parámetros damos a continuación los rangos de variación de éstos que son prácticamente los mismos para los cuatro tipos de ajustes :

LO, LO - TMC, NLO, NLO - TMC		
0.138	$\leq \lambda_s \leq$	0.195 $\Delta_{\lambda_s} = 0.025$
1.755	$\leq \nu_{0S} \leq$	2.604 $\Delta_{\nu_{0S}} = 0.09$
10^{-8}	$\leq B_S \leq$	10^{-4} $\Delta_{B_S} = 10^{-3}$
0.563	$\leq J_s \leq$	0.577 $\Delta_{J_s} = 0.0045$

Como se observa en los anteriores resultados todos los parámetros están más ó menos bien determinados salvo B_S que sale extremadamente pequeño y con errores muy

grandes $\Delta B_S \gg 1$ circunstancia que tambien ocurría en previos ajustes [8]. Con respecto al parámetro Q_0^2 hemos realizado tres ajustes para diferentes valores : $Q_0^2 = 2, 10$ y 50 GeV^2 con los resultados de la Tabla (3.6). Como puede apreciarse J_s exhibe un comportamiento monótono decreciente como función de Q_0^2 , reflejo de la pérdida de momento que sufren los quarks de valencia en favor de los gluones y los quarks del mar. Para concluir este apartado tan sólo decir que aunque los χ^2_{DF} son algo elevados, al menos comparativamente con el caso no singlete, no dejan de ser aceptables y que los valores de los parámetros obtenidos son compatibles con las expectativas teóricas.

EL MAR

Usando la ecuación 3.25 para las parametrizaciones tipo *I* hemos estudiado la función de estructura del mar al orden más bajo (*LO*). En primer lugar hemos ajustado a la vez ambas funciones singlete y no singlete, $F_S^I(x, Q^2)$ y $F_{NS}^I(x, Q^2)$ y hemos observado las predicciones para $S^I(x, Q^2)$; de esta forma hemos obtenido unos χ^2 para el mar extremadamente malos : $\chi^2 \sim 6 \cdot 10^3$. En segundo lugar hemos incluido en el χ^2 total la contribución del mar obteniendo así unos χ^2 totales también bastante altos : $\chi^2_{tot} \sim 1.3 \cdot 10^3$ como puede verse en la Figura (3.6). Los parámetros no han sufrido variaciones sustanciales con respecto al caso que no incluía el mar y tan sólo los parámetros ν_{0NS} y ν_{0S} han variado un poco viéndose reducidos a : $\nu_{0NS} \sim \nu_{0S} \sim 1.5$. Estos resultados para los χ^2 tienen justificación dado que hemos definido el mar como una diferencia lo que propicia valores negativos para $S(x, Q^2)$ y por tanto contribuciones altas a χ^2 .

3.2.2 PARAMETRIZACIONES TIPO : *II*

Al igual que ocurría en los ajustes correspondientes a las parametrizaciones del tipo *I*, para este otro tipo, *II*, hemos observado la suave dependencia de los χ^2 como funciones de Λ_{QCD} , como puede observarse en la Figura (3.7) donde hemos representado los ajustes *LO* para $F_S^{II}(x, Q^2)$ y $F_{NS}^{II}(x, Q^2)$.

NO SINGLETE

En este caso tenemos como parámetros libres : λ , ν_{0NS} , B_{NS} y A_{NS} dado que hemos fijado \tilde{J} como en casos anteriores ($\tilde{J} = 3$). En la Tabla (3.8) presentamos los resultados de los ajustes LO , $LO - TMC$, NLO y $NLO - TMC$ para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$. Como se observa la inclusión de TMC provoca un claro aumento de los χ^2 hasta el punto de que tales TMC dejan de suponer una corrección ya que producen variaciones en χ^2 del orden del 57%. Ello es debido a la dependencia de las TMC en λ ($F_{NS}^{TMC}(x, Q^2) \sim \frac{x^2 m_h^2}{Q^2(1-\lambda)} F_{NS}(x, Q^2)$) de manera que para valores de λ próximos a 1 tales correcciones se hacen grandes y como se ve en la Tabla (3.8) tal es lo que ocurre con $\lambda \sim 0.82$. Por ello sólo vamos a considerar las correcciones NLO . En tales condiciones los rangos de variación y los errores de los parámetros en las aproximaciones LO y NLO han sido :

LO

$$\begin{aligned} 0.806 &\leq \lambda \leq 0.84 & \Delta_\lambda &= 0.015 \\ 2.52 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.588 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.035 \\ 0.95 &\leq B_{NS} \leq 1.486 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.286 \\ 11.03 &\leq A_{NS} \leq 16.98 & \Delta_{A_{NS}} &= 2.98 \end{aligned}$$

NLO

$$\begin{aligned} 0.817 &\leq \lambda \leq 0.836 & \Delta_\lambda &= 0.015 \\ 2.605 &\leq \nu_{0NS} \leq 2.68 & \Delta_{\nu_{0NS}} &= 0.035 \\ 0.35 &\leq B_{NS} \leq 0.425 & \Delta_{B_{NS}} &= 0.06 \\ 11.9 &\leq A_{NS} \leq 20.3 & \Delta_{A_{NS}} &= 4.22 \end{aligned}$$

Al igual que en apartados precedentes hemos realizado nuevos ajustes fijando el parámetro λ , ($\lambda = 1/2$) obteniendo un empeoramiento claro de los valores de χ^2 , así por ejemplo al $L.O.$ tenemos $\chi_{DF}^2 = 0.451 \xrightarrow{\lambda=1/2} \chi_{DF}^2 = 0.804$, a la vez que el parámetro B_{NS} queda muy mal determinado, $B_{NS} \gg 1$ y $\Delta_{B_{NS}} \sim B_{NS}$, mientras que el resto de los parámetros, ν_{0NS} y A_{NS} , no se ven afectados significativamente (variaciones relativas menores que el 10% en los rangos de variación). La inclusión de correcciones TMC también queda invalidada en este caso, al suponer variaciones en χ^2 del orden del 25%.

Aunque los valores de χ_{DF}^2 en el caso de λ libre son buenos ($\chi_{NS}^2 \lesssim 0.45$) los valores de λ se alejan de las expectativas teóricas, sin embargo ello es una indicación de que $\mu_{NS} \sim 1$, lo que justifica la parametrización anterior, tipo *I*.

SINGLETE

Para parametrizar $F_S^{II}(x, Q^2)$ necesitamos conocer : λ_s , ν_{0s} , B_s , A_s y J_s . En la Tabla (3.9) recogemos los resultados de los ajustes : *LO*, *LO-TMC*, *NLO* y *NLO-TMC* para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$. Los rangos de variación de los parámetros son prácticamente los mismos en los cuatro ajustes, salvo λ_s y A_s que varían levemente según sea la aproximación *LO* ó *NLO*. Así :

LO, LO - TMC, NLO, NLO - TMC

$$\begin{array}{lll}
 1.925 & \leq \nu_{0s} \leq & 2.134 \quad \Delta_{\nu_{0s}} = 0.065 \\
 10^{-6} & \leq B_s \leq & 10^{-4} \quad \Delta_{B_s} = 10^{-3} \\
 0.495 & \leq J_s \leq & 0.552 \quad \Delta_{J_s} = 0.0075
 \end{array}$$

LO

$$\begin{array}{l}
 0.119 \leq \lambda_s \leq 0.15 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.001 \\
 5.61 \leq A_s \leq 6.02 \quad \Delta_{A_s} = 0.4
 \end{array}$$

(3.26)

NLO

$$\begin{array}{l}
 0.145 \leq \lambda_s \leq 0.19 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.001 \\
 6.5 \leq A_s \leq 6.90 \quad \Delta_{A_s} = 0.4
 \end{array}$$

(3.27)

Igual que ocurría en el apartado anterior y en ajustes previos [8] el parámetro B_s resulta muy pequeño y muy mal determinado. En los ajustes anteriores se observa como no hay cambios significativos al tener en cuenta términos *NLO* ó correcciones *TMC*, si bien estas últimas parecen mejorar un poco los valores de χ^2 , al igual que ocurría para

la parametrización tipo *I*. Podemos pues concluir que, en general, los valores de los parámetros son compatibles con previas determinaciones y con las expectativas teóricas y que los valores de χ^2_{DF} son buenos ($\chi^2_{DF} \lesssim 0.7$) mejorando claramente los obtenidos con las parametrizaciones del tipo *I*.

EL MAR

Al igual que que ocurría para las parametrizaciones tipo *I* el ajuste del mar según la fórmula 3.25 no es óptimo con valores de χ^2 para el mar del orden de $\chi^2 \sim 5 \cdot 10^3$ cuando no se incluye su contribución en el χ^2 total y con valores de χ^2 totales del orden de $\chi^2 \sim 600$ cuando se tienen en cuenta las tres contribuciones F_S , F_{NS} y S como se puede ver en la Figura (3.8) donde hemos representado las tres contribuciones al χ^2 total como funciones de Λ_{QCD} . Los comentarios hechos en el caso anterior siguen siendo válidos en este caso.

3.3 PARAMETRIZACIONES COMPATIBLES CON QCD EN $x = 1$: EL MAR

En esta sección vamos a utilizar parametrizaciones válidas al orden más bajo en teoría de perturbaciones derivadas de las predicciones de QCD en el límite $x \rightarrow 1$ para las funciones de estructura de los quarks de valencia y para el mar. Si uno supone [27] que para un Q_0^2 dado la función de estructura de los quarks de valencia se comporta en el límite $x \rightarrow 1$ como :

$$F_V(x, Q_0^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} \text{constant} (1-x)^{\text{power}} \quad (3.28)$$

entonces para todo $Q^2 > Q_0^2$ se tiene¹:

$$F_V(x, Q^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} A_V \frac{\alpha_s(Q^2)^{-d_0}}{\Gamma(1+\nu(\alpha_s))} (1-x)^{\nu(\alpha_s)} \quad (3.29)$$

$$S_{GP}(x, Q_0^2) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} - \frac{4 n_f \log \alpha_s}{5 \beta_0 (\nu(\alpha_s) + 1)(\nu(\alpha_s) + 2)} \frac{(1-x)^2 F_V(x, Q^2)}{c_0 + \psi(\nu(\alpha_s) + 3) - \log(1-x)} \quad (3.30)$$

donde

$$\nu(\alpha_s) = \nu_0 - \frac{16}{3\beta_0} \log \alpha_s \quad (3.31)$$

$$d_0 = \frac{16}{3\beta_0} (3/4 - \gamma_E) \quad (3.32)$$

$$c_0 = \gamma_E + 3/5 - \frac{3\beta_0}{20} \quad (3.33)$$

$$\psi(z) = \frac{d \log \Gamma(z)}{dz} \quad (3.34)$$

$$\alpha_s \equiv \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log Q^2 / \Lambda_{QCD}^2} \quad (3.35)$$

$$(3.36)$$

Quedan pues como parámetros libres A_V y ν_0 . Uno puede dar cabida a sucesivas trayectorias en $(1-x)$ multiplicando las anteriores parametrizaciones por, [27] :

$$F_V(x, Q^2) \rightarrow F_V(x, Q^2) \{1 - b_V(x, \nu)(1-x)\} \quad (3.37)$$

$$S_{GP}(x, Q^2) \rightarrow S_{GP}(x, Q^2) \{1 - b_S(x, \nu)(1-x)\} \quad (3.38)$$

¹Denotamos al mar con el subíndice GP dando a entender con ello que es la contribución Generada Perturbativamente.

Con [27] $b_V(x, \nu) = \frac{1-x}{1+\nu(\alpha_s)}$ y $b_S(x, \nu) = \frac{2\nu(\alpha_s)}{3+\nu(\alpha_s)}$.

De esta forma tenemos parametrizado el mar generado perturbativamente; usando las reglas de contaje (Brodsky-Farrar) uno puede dar una parametrización para la componente primordial del mar según :

$$S_P(x, Q^2) = A_P (1 - x)^{\nu(\alpha_s)+4} \quad (3.39)$$

de forma que podemos definir la función de estructura total del mar como :

$$S(x, Q^2) = S_{GP}(x, Q^2) + S_P(x, Q^2) \quad (3.40)$$

Con tales parametrizaciones hemos comprobado su eficacia ajustando el mar según la ecuación 3.30 para valores de $x > 0.4$ y la función $F_V(x, Q^2)$ usando primero las predicciones de reconstrucción puntual para esta última en todo el rango de valores de x permitidos (72 puntos experimentales) y, en segundo lugar, usando las fórmulas 3.30 para valores de x tales que $x > 0.4$ (28 puntos experimentales para F_V y 26 para S).

En el primer caso tenemos como parámetros libres : λ , μ , a , \tilde{J} y A_P con $\nu(\alpha_s)$ definido según :

$$\nu(\alpha_s(Q^2)) = \mu + \frac{16}{3\beta_0} \log \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{\alpha_s(Q^2)} \quad (3.41)$$

En la Figura (3.9) hemos representado el χ^2 total así como sus contribuciones como funciones de Λ_{QCD} . Para los parámetros relacionados con F_V hemos obtenido los mismos resultados que cuando sólo ajustamos F_V en el capítulo de reconstrucción puntual; y para A_P hemos obtenido el siguiente rango de variación :

$$0.676 \leq A_P \leq 0.791 \quad \Delta_{A_P} = 0.175$$

y para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$ hemos obtenido : $A_P = 0.76$ Las contribuciones en el mínimo han sido :

$$\begin{aligned} \chi_{F_V}^2 &= 31.6 \quad , \quad \chi_S^2 = 32.9 \\ \chi_{F_V DF}^2 &= 0.465 \quad , \quad \chi_{S DF}^2 = 1.316 \end{aligned}$$

Al igual que ocurría en las otras ocasiones en las que hemos ajustado el mar en el límite $x \rightarrow 1$ vemos como la contribución de éste al χ^2 total es una función muy suave, casi plana, de Λ_{QCD} .

En el segundo caso tenemos como parámetros libres : ν_0 , A_V y A_P . Los resultados del ajuste pueden verse en la Figura (3.10). La contribución de F_V presenta un mínimo para :

$$\Lambda_{QCD}^{NLO} = \begin{cases} + 85 \text{ Mev} \\ 140 \text{ Mev} \\ - 65 \text{ Mev} \end{cases} \quad (3.42)$$

que se traduce en un mínimo del χ^2 total para

$$\Lambda_{QCD}^{NLO} = \begin{cases} + 80 \text{ Mev} \\ 150 \text{ Mev} \\ - 70 \text{ Mev} \end{cases} \quad (3.43)$$

Con ello los rangos de variación y errores de los parámetros han sido :

$$\begin{aligned} 1.985 &\leq \nu_0 \leq 2.085 & \Delta_{\nu_0} &= 0.085 \\ 10.75 &\leq A_V \leq 12.37 & \Delta_{A_V} &= 1.860 \\ 0.465 &\leq A_P \leq 0.477 & \Delta_{A_P} &= 0.100 \end{aligned}$$

con los siguientes valores de los parámetros y contribuciones a χ^2 en el mínimo :

$$\begin{aligned} \nu_0 &= 2.04 & \chi_{tot}^2 &= 47.17 & \chi_{tot DF}^2 &= 0.923 \\ A_V &= 11.48 & \chi_{F_V}^2 &= 16.03 & \chi_{F_V DF}^2 &= 0.615 \\ A_P &= 0.473 & \chi_S^2 &= 31.13 & \chi_{S DF}^2 &= 1.244 \end{aligned}$$

Cabe destacar de este ajuste el comportamiento de $\chi_{F_V}^2$ mostrando un mínimo para valores de Λ_{QCD} compatibles con los obtenidos en el capítulo de reconstrucción puntual, así como los excelentes valores de éste ($\chi_{F_V}^2 \sim 0.6$). La contribución del mar al χ^2 total sigue siendo una función muy suave como función de Λ_{QCD} como en todos los apartados precedentes.

3.3.1 PARAMETRIZACIÓN DEL MAR PARA TODO x

Teniendo en cuenta la componente singlete del mar en el límite $x \rightarrow 0$ y lo anteriormente establecido para $x \rightarrow 1$ hemos diseñado una parametrización para el mar válida

para todo valor de x ; ésta es :

$$S^k(x, Q^2) = S_2 \alpha_s(Q^2)^{-d+(1+\lambda_s)} x^{-\lambda_s} (1-x)^{\nu(\alpha_s)+4} + S_1 \frac{4n_f \log \alpha_s}{5\beta_0(\nu(\alpha_s)+1)(\nu(\alpha_s)+2)} \frac{(1-x)^2 F_{NS}^k(x, Q^2)}{c_0 + \psi(\nu(\alpha_s)+3) - \log(1-x)} \quad (3.44)$$

Para $F_{NS}(x, Q^2)$ hemos escogido las parametrizaciones más sencillas, es decir F_{NS}^I y F_{NS}^{II} al LO. Con ello y sin coste adicional de parámetros nuevos definimos la función de estructura singlete como :

$$F_S^k(x, Q^2) \equiv F_{NS}^k(x, Q^2) + S^k(x, Q^2) \quad (3.45)$$

De esta manera han quedado como parámetros libres : S_1 , S_2 , λ_s , $\lambda \equiv \lambda_{NS}$, ν_{0NS} y B_{NS} para el tipo *I*, a los que hay que añadir A_{NS} para el tipo *II*. Como puntos experimentales a ajustar tenemos 144 provenientes de F_{NS} y F_S y 70 más con los que contribuye S , sumando un total de 214 puntos. Los ajustes para el caso *I* pueden verse en la Figura (3.11) y los correspondientes al *II* en la Figura (3.12). Teniendo en cuenta el comportamiento tan suave de los χ^2 consideramos como "input" el valor de Λ_{QCD} obtenido en el capítulo de reconstrucción puntual de $xF_3(x, Q^2)$. En lo que concierne a los parámetros de $F_{NS}^k(x, Q^2)$ no hemos encontrado ninguna variación con respecto a cuando se ajustó por separado; para el resto de los parámetros los rangos de variación han sido :

Class I

$$0.506 \leq \lambda_s \leq 0.559 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.027$$

$$18.56 \leq S_1 \leq 19.03 \quad \Delta_{S_1} = 1.320$$

$$0.020 \leq S_2 \leq 0.042 \quad \Delta_{S_2} = 0.011$$

Class II

$$0.502 \leq \lambda_s \leq 0.556 \quad \Delta_{\lambda_s} = 0.030$$

$$16.77 \leq S_1 \leq 17.93 \quad \Delta_{S_1} = 1.610$$

$$0.020 \leq S_2 \leq 0.041 \quad \Delta_{S_2} = 0.0105$$

Habiéndose obtenido para $\Lambda_{QCD} = 125 \text{ Mev}$:

1.- Para la clase *I* : $\lambda_s = 0.5$, $S_1 = 18$. y $S_2 = 0.02$ con $\chi^2_{tot} = 440$. ($\chi^2_{totDF} = 2.115$) , $\chi^2_{F_{NS}} = 140.7$ ($\chi^2_{F_{NS}DF} = 2.04$) , $\chi^2_{F_S} = 210.3$ ($\chi^2_{F_SDF} = 2.921$) , $\chi^2_S = 89.0$ ($\chi^2_{SDF} = 1.308$)

2.- Para la clase *II* : $\lambda_s = 0.5$, $S_1 = 17$. y $S_2 = 0.03$ con $\chi^2_{tot} = 433$. ($\chi^2_{totDF} = 2.09$) , $\chi^2_{F_{NS}} = 144.5$ ($\chi^2_{F_{NS}DF} = 2.125$) , $\chi^2_{F_S} = 201.6$ ($\chi^2_{F_SDF} = 2.80$) , $\chi^2_S = 87.2$ ($\chi^2_{SDF} = 1.28$)

Como puede observarse en los anteriores resultados la parametrización anterior para $S(x, Q^2)$ ajusta bien los datos de CDHS; también se observa como usar uno u otro tipo de parametrizaciones para $F_{NS}(x, Q^2)$ no afecta en demasía el ajuste.

3.3.2 CONCLUSIONES

Con los datos de CDHS tomados en 1985 hemos comprobado la efectividad de las parametrizaciones de las referencias [6], [7] y [27]. En las parametrizaciones de la primera sección hemos visto como el incluir *NLO* ó *TMC*, en general, no afecta esencialmente los ajustes, si bien estas últimas presentan algunos problemas en el caso no singlete para las parametrizaciones del tipo *II* . Aunque, en general, estas parametrizaciones permiten describir relativamente bien los datos experimentales, no son capaces de dar predicciones para el parámetro Λ_{QCD} ; por lo que éste hay que tomarlo como "input" para poder determinar los demás parámetros. Así pues tales parametrizaciones tienen un sentido principalmente fenomenológico, ya que para establecer predicciones ó la posibilidad de ratificar *QCD* métodos más rigurosos, como el de reconstrucción puntual, son más adecuados.

Tabla 3.1: LO , $LO - TMC$, NLO and $NLO - TMC$ Point-like fit for $xF_3(x, Q^2)$

ORDER	TMC	χ^2/DF	Λ_{QCD}	$\Delta_{\Lambda_{QCD}}^+$	$\Delta_{\Lambda_{QCD}}^-$	λ	μ	\tilde{J}_{NS}	a
LO	no	0.463	125	+70	-60	0.70	3.51	2.65	0.87
LO	yes	0.419	100	+60	-60	0.68	3.65	2.67	1.22
NLO	no	0.419	175	+85	-65	0.71	3.21	2.79	0.46
NLO	yes	0.387	125	+90	-60	0.69	3.44	2.79	0.83

Tabla 3.2: Point-like fit for $xF_3(x, Q^2)$, λ and/or \tilde{J}_{NS} kept fixed

ORDER	TMC	χ^2/DF	Λ_{QCD}	$\Delta_{\Lambda_{QCD}}^+$	$\Delta_{\Lambda_{QCD}}^-$	λ	μ	\tilde{J}_{NS}	a
NLO	yes	0.397	125	+80	-60	1/2	3.55	3.25	2.8
NLO	yes	0.388	125	+95	-60	0.59	3.51	3	1.7
NLO	yes	0.447	85	+60	-60	1/2	3.75	3	3.95

Tabla 3.3: Parametrization fit for $xF_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$; different Q_0^2 values

ORDER	TMC	χ^2/DF	$Q_0^2 (\text{GeV}^2)$	λ_{NS}	ν_{0NS}	B_{NS}
NLO	no	0.457	2	0.652	2.695	1.044
NLO	no	0.503	10	0.602	2.627	1.115
NLO	no	0.504	50	0.646	2.571	1.212

Tabla 3.4: Parametrization fit for $x F_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$

ORDER	TMC	χ^2/DF	λ_{NS}	ν_{0NS}	B_{NS}
LO	no	0.515	0.56	2.57	1.29
LO	yes	0.604	0.55	2.49	1.63
NLO	no	0.457	0.65	2.69	1.04
NLO	yes	0.461	0.63	2.54	1.41

Tabla 3.5: Parametrization fit for $x F_3^I(x, Q^2)$ with $\tilde{J}_{NS} = 3$ and $\lambda = 1/2$

ORDER	TMC	χ^2/DF	λ_{NS}	ν_{0NS}	B_{NS}
LO	no	0.560	1/2	2.568	1.250
LO	yes	0.750	1/2	2.614	1.325
NLO	no	0.607	1/2	2.778	0.848
NLO	yes	0.937	1/2	2.839	0.906

Tabla 3.6: Parametrization fit for $F_2^I(x, Q^2)$; different Q_0^2 values

ORDER	TMC	χ^2/DF	$Q_0^2 (\text{GeV}^2)$	λ_S	ν_{0S}	B_S	J_s
NLO	no	1.617	2	0.1337	1.905	$0.45 \cdot 10^{-8}$	0.5713
NLO	no	1.617	10	0.1329	1.908	$0.4 \cdot 10^{-8}$	0.5710
NLO	no	1.636	50	0.1502	1.887	$0.38 \cdot 10^{-8}$	0.5395

Tabla 3.7: Parametrization fit for $F_2^I(x, Q^2)$

ORDER	TMC	χ^2/DF	λ_S	ν_{0S}	B_S	J_S
LO	no	1.644	0.160	1.808	0.2210^{-5}	0.5714
LO	yes	1.566	0.162	1.879	0.4910^{-5}	0.5662
NLO	no	1.617	0.133	1.908	0.4010^{-8}	0.5713
NLO	yes	1.546	0.138	1.982	0.2210^{-7}	0.5653

 Tabla 3.8: Parametrization fit for $xF_3^{II}(x, Q^2)$ with λ_{NS} free

ORDER	TMC	χ^2/DF	λ_{NS}	ν_{0NS}	B_{NS}	A_{NS}
LO	no	0.451	0.819	2.553	1.104	14.58
LO	yes	1.048	0.689	2.488	7.752	11.55
NLO	no	0.453	0.826	2.639	0.342	17.40
NLO	yes	1.021	0.618	2.648	6.53	15.98

 Tabla 3.9: Parametrization fit for $F_2^{II}(x, Q^2)$

ORDER	TMC	χ^2/DF	λ_S	ν_{0S}	B_S	A_S	J_S
LO	no	0.705	0.125	1.980	0.2510^{-5}	5.78	0.501
LO	yes	0.668	0.127	2.047	0.1210^{-5}	5.97	0.497
NLO	no	0.654	0.164	2.057	0.5510^{-4}	6.76	0.531
NLO	yes	0.603	0.181	2.105	0.1510^{-4}	6.82	0.532

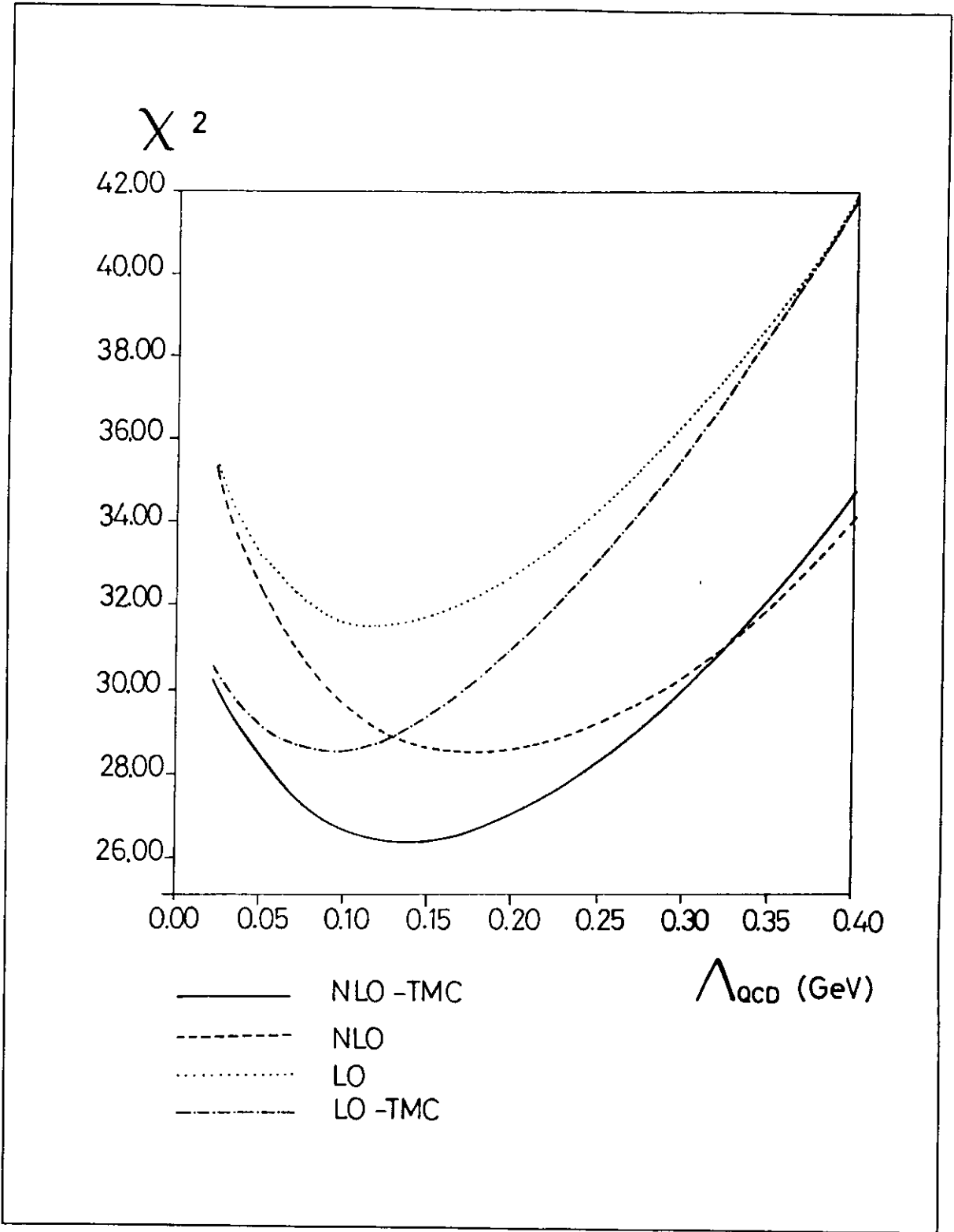


Figura 3.1: *LO* , *LO-TMC* , *NLO* y *NLO-TMC* point-like fits for $x F_3(x, Q^2)$

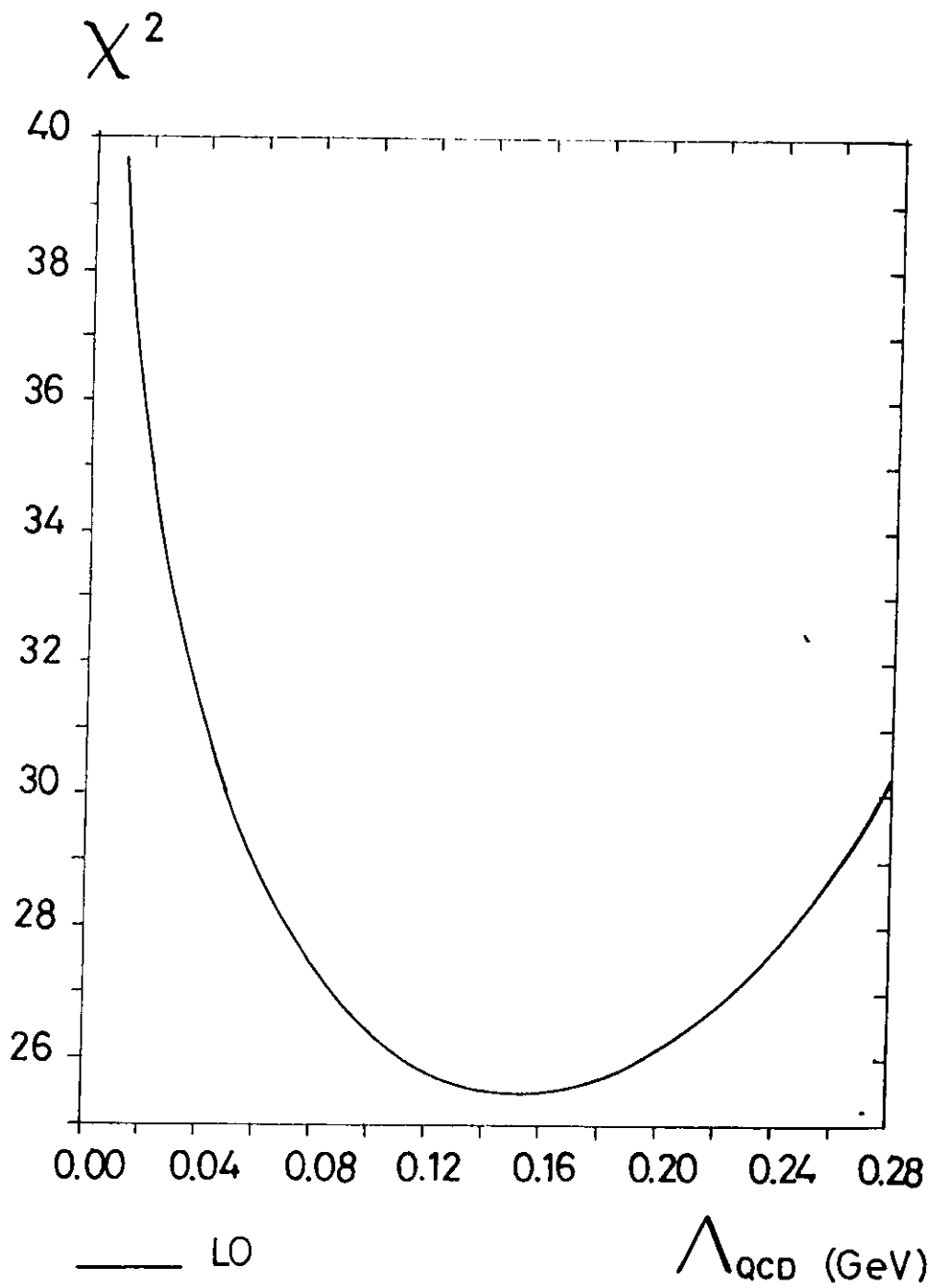


Figura 3.2: Point-like fit for $F_2(x, Q^2)$, LO order

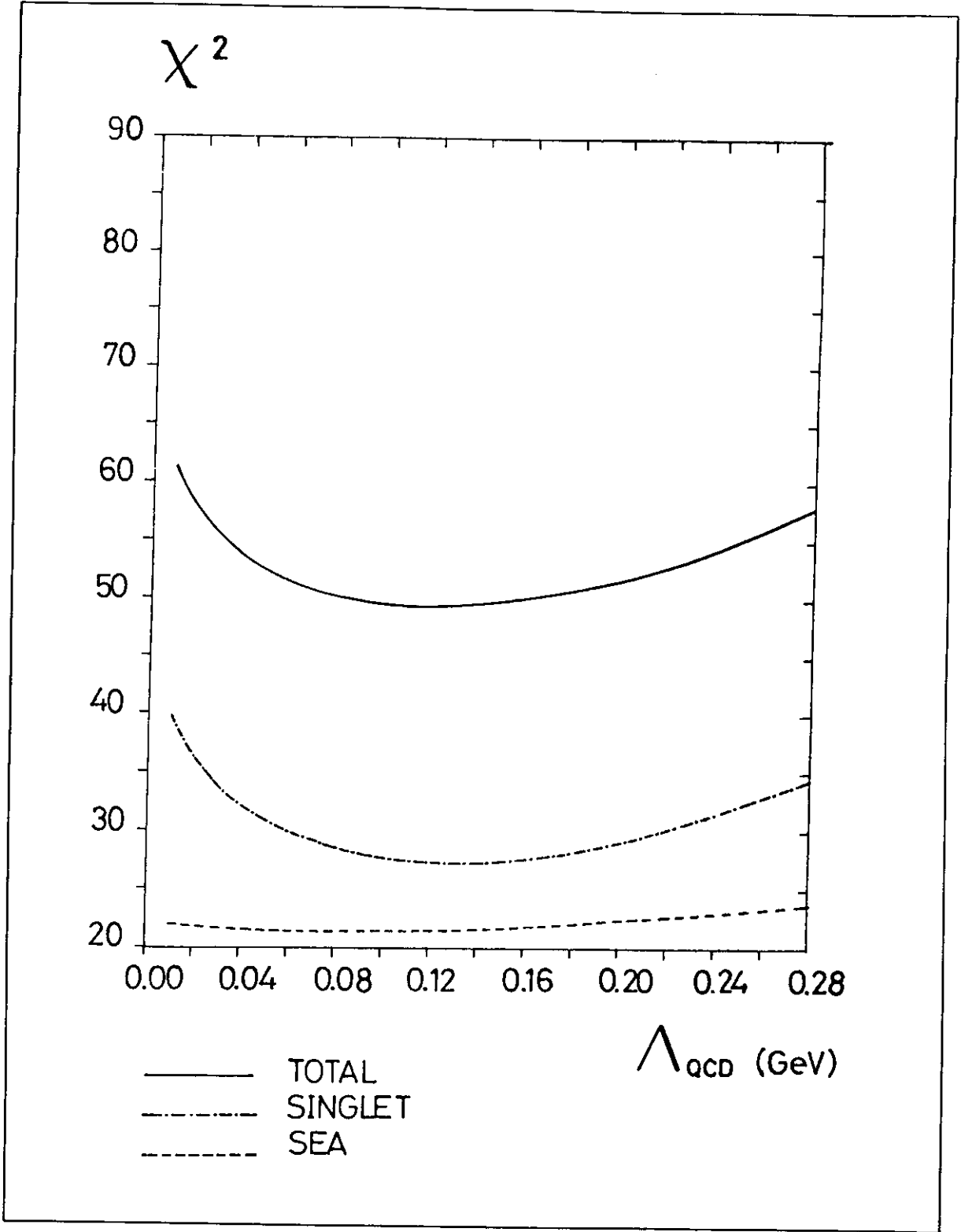


Figura 3.3: Singlet point-like fit for $S(x, Q^2)$, LO order

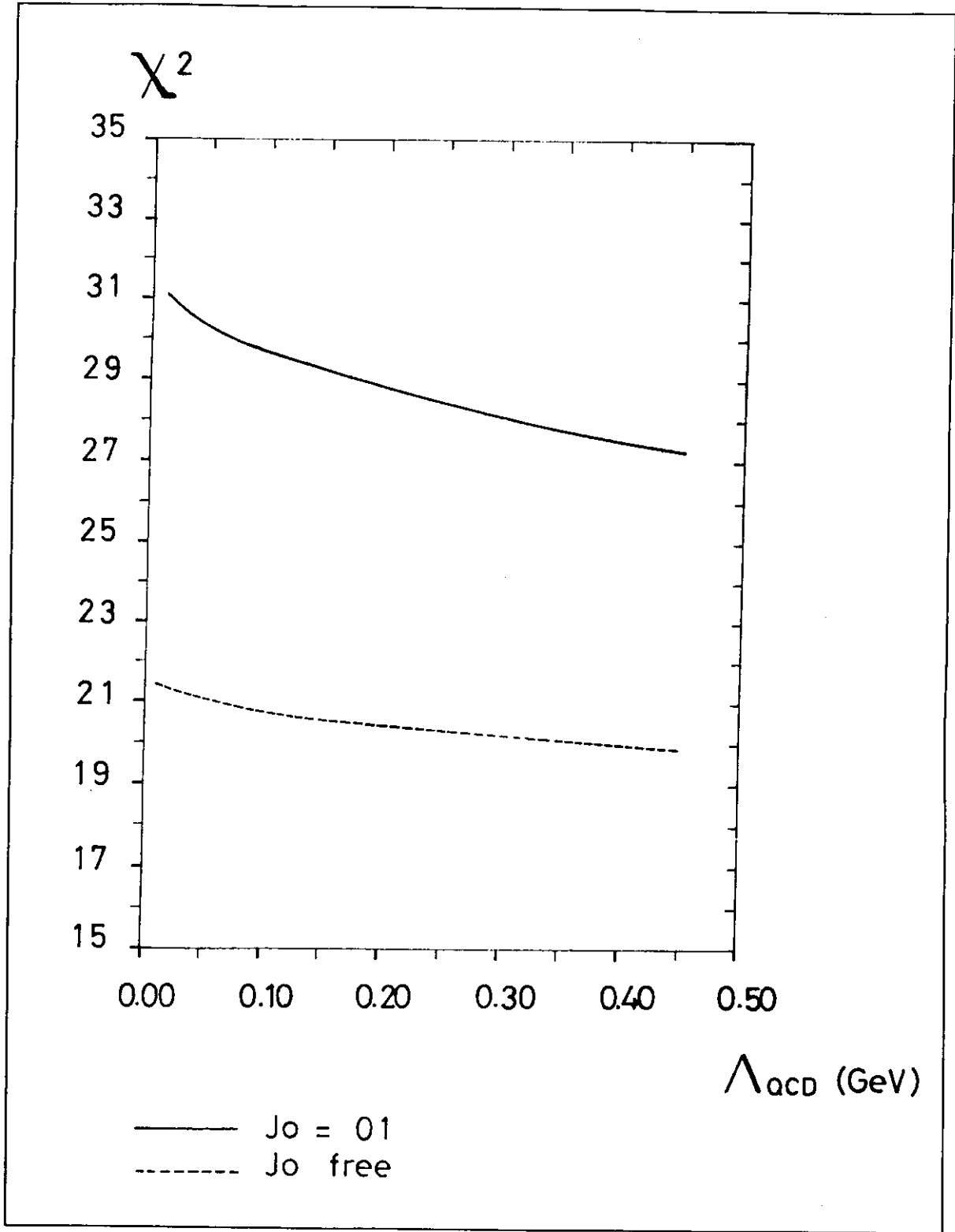


Figura 3.4: Non singlet point-like fit for $S(x, Q^2)$ LO order J_0 free and $J_0 = 0.1$

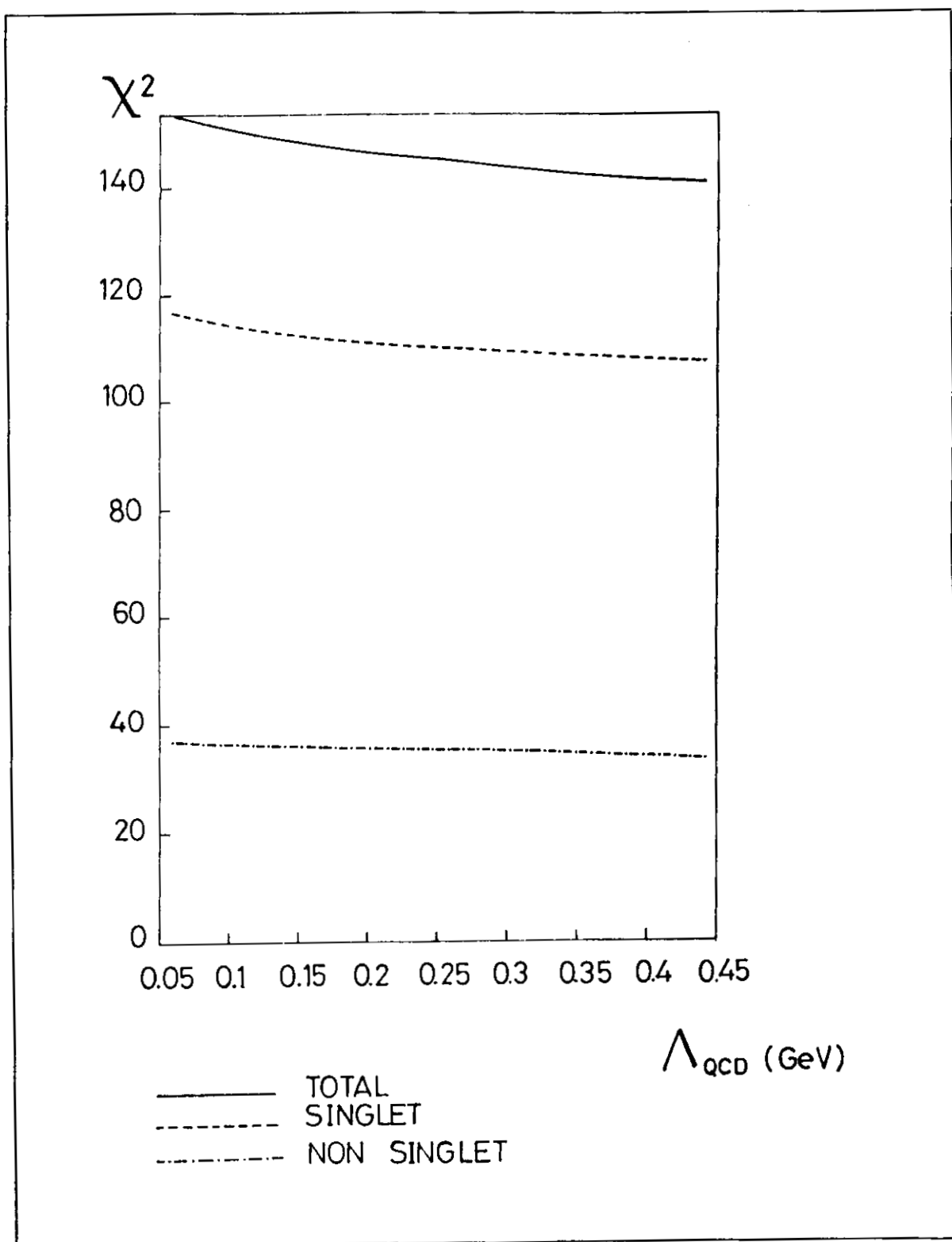


Figura 3.5: *I* Class parametrization fit for F_{NS}^I and F_S^I , *NLO* approximation

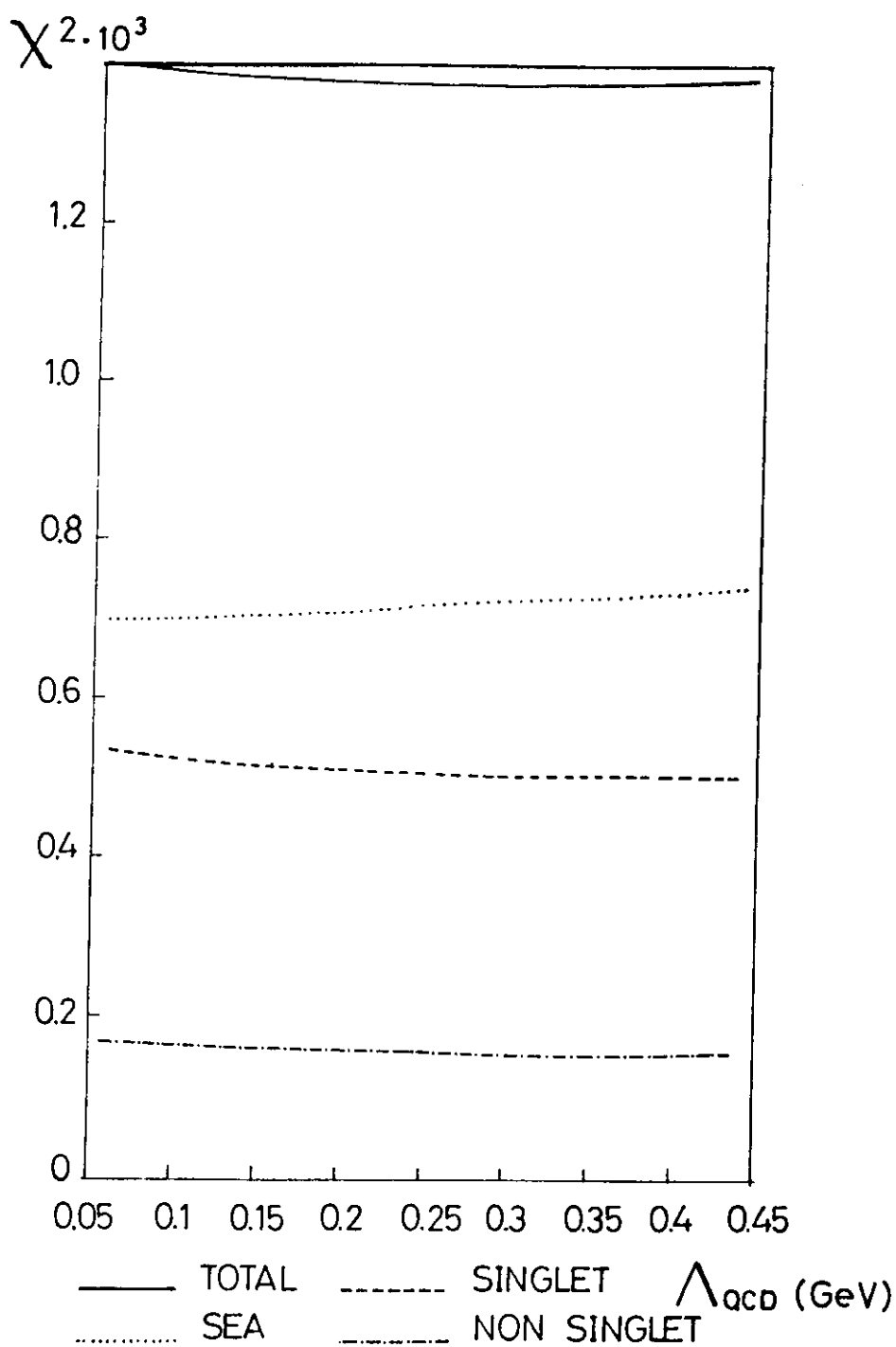


Figura 3.6: *I* Class parametrization fit for F_{NS}^I , F_S^I and $S(x, Q^2)$, *LO* approximation

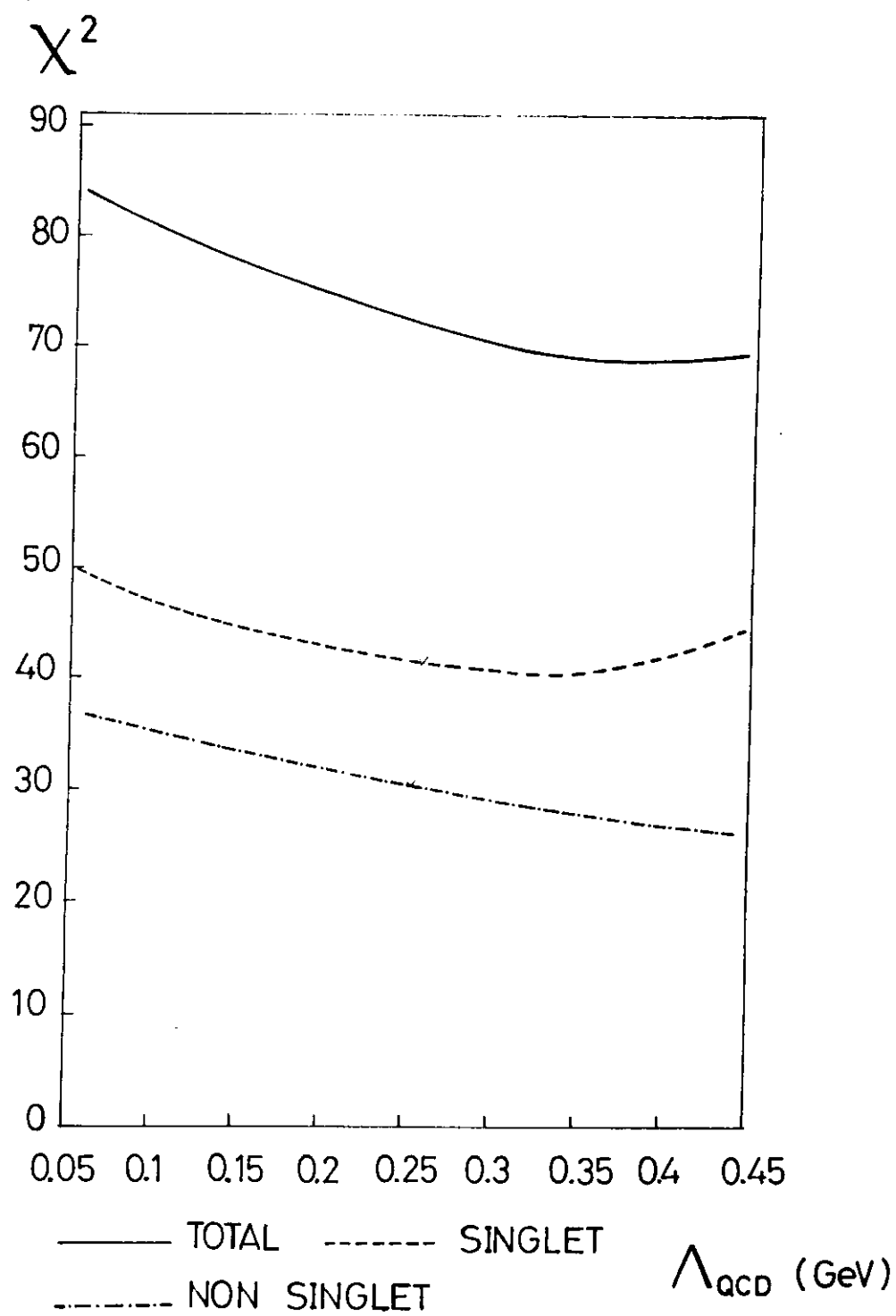


Figura 3.7: *II* Class parametrization fit for F_{Ns}^{II} and F_S^{II} , *LO* approximation

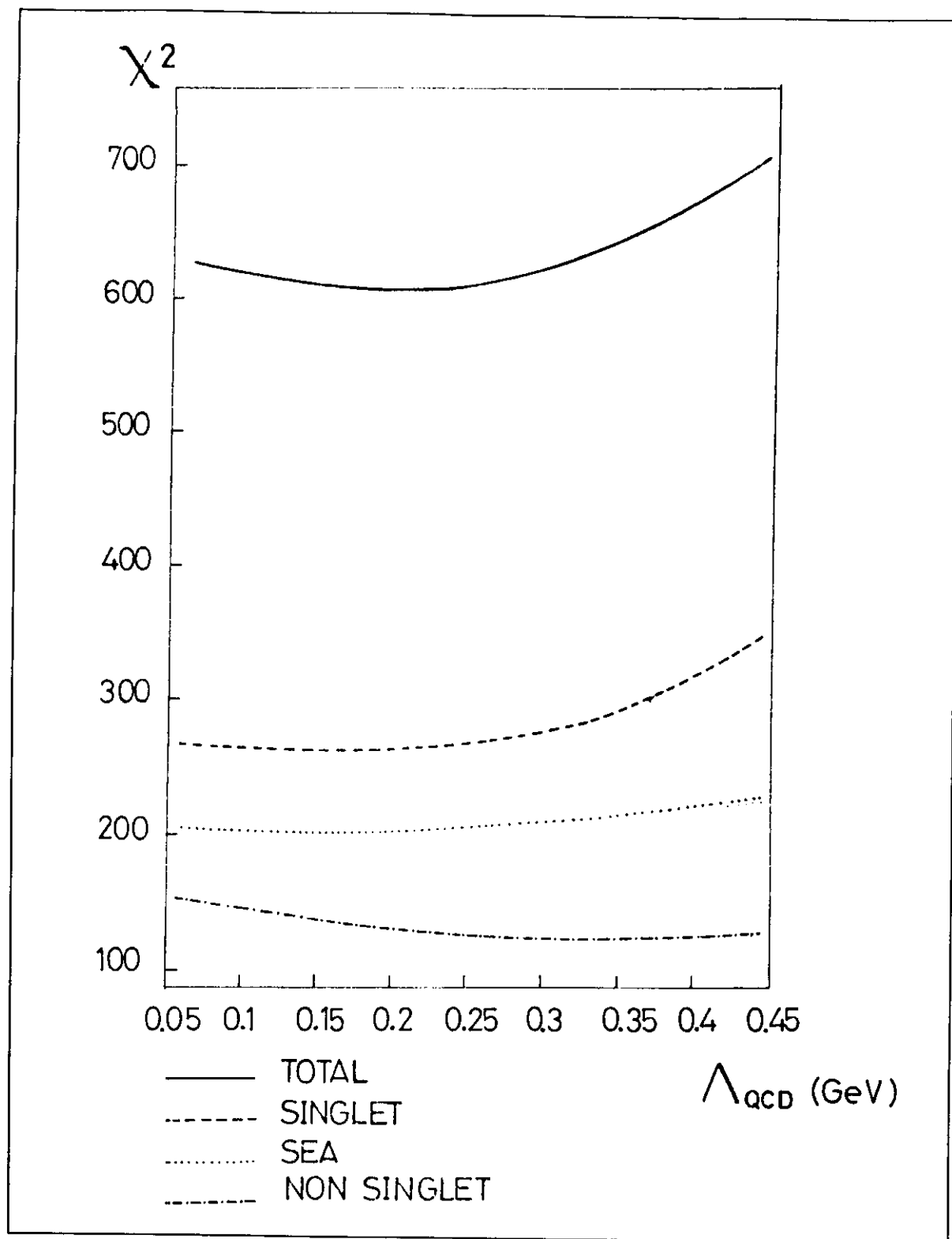


Figura 3.8: *II* Class parametrization fit for F_{NS}^I , F_S^I and $S(x, Q^2)$, *LO* approximation

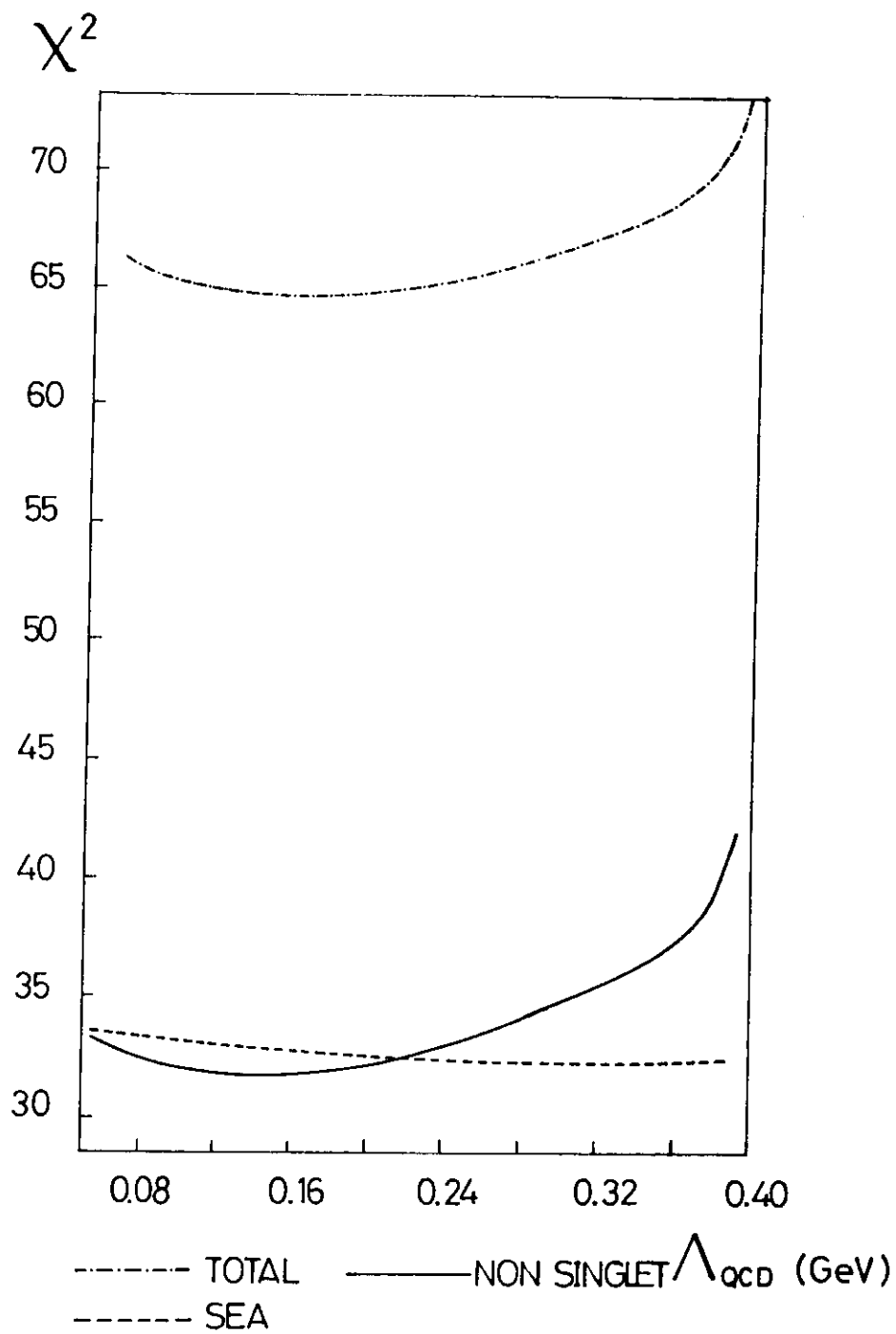


Figura 3.9: Point-like fit for $x F_3(x, Q^2)$ and parametrization fit for $S(x, Q^2)$, LO approximation

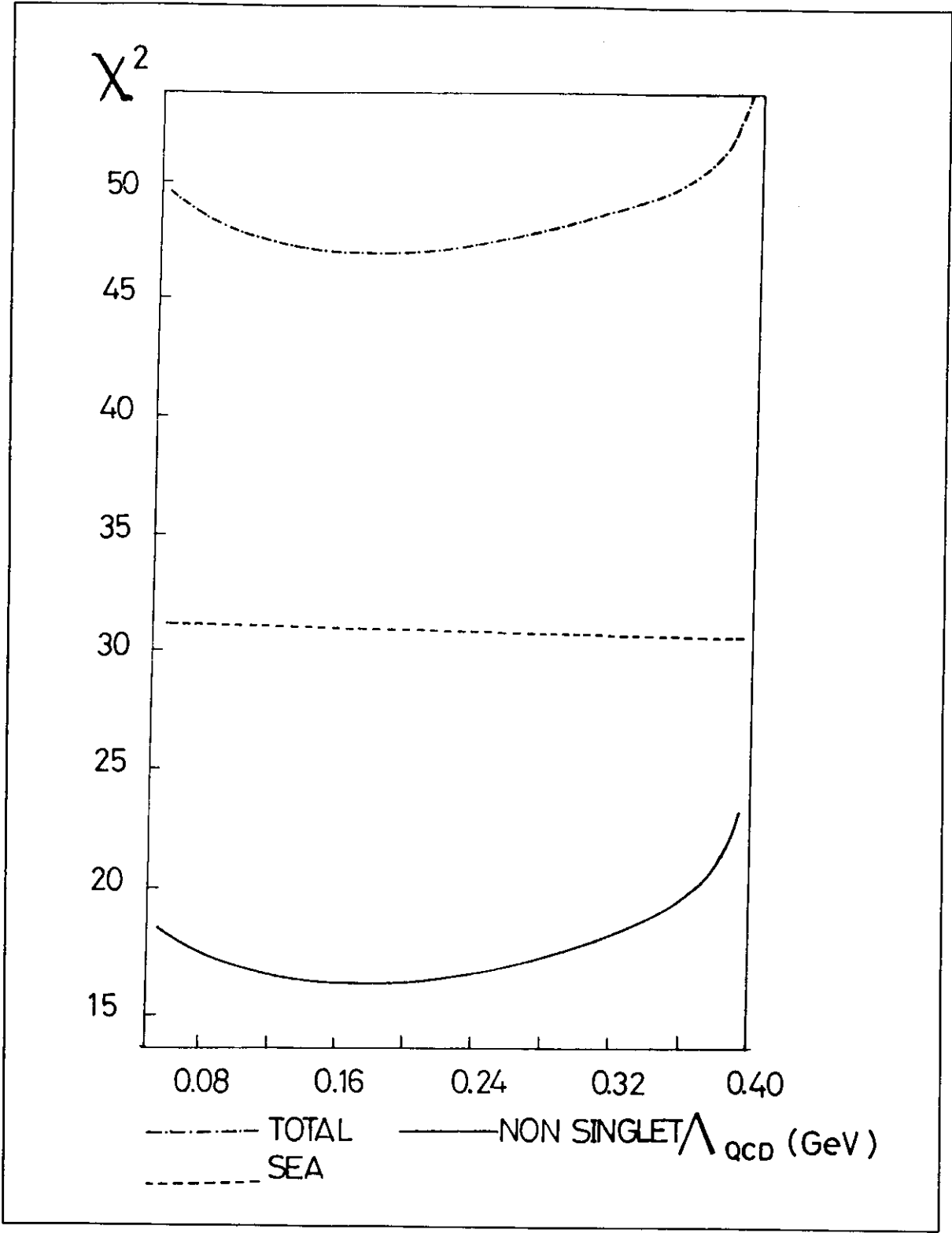


Figura 3.10: Parametrization fit for both $xF_3(x, Q^2)$ and $S(x, Q^2)$, LO aprox-
imation

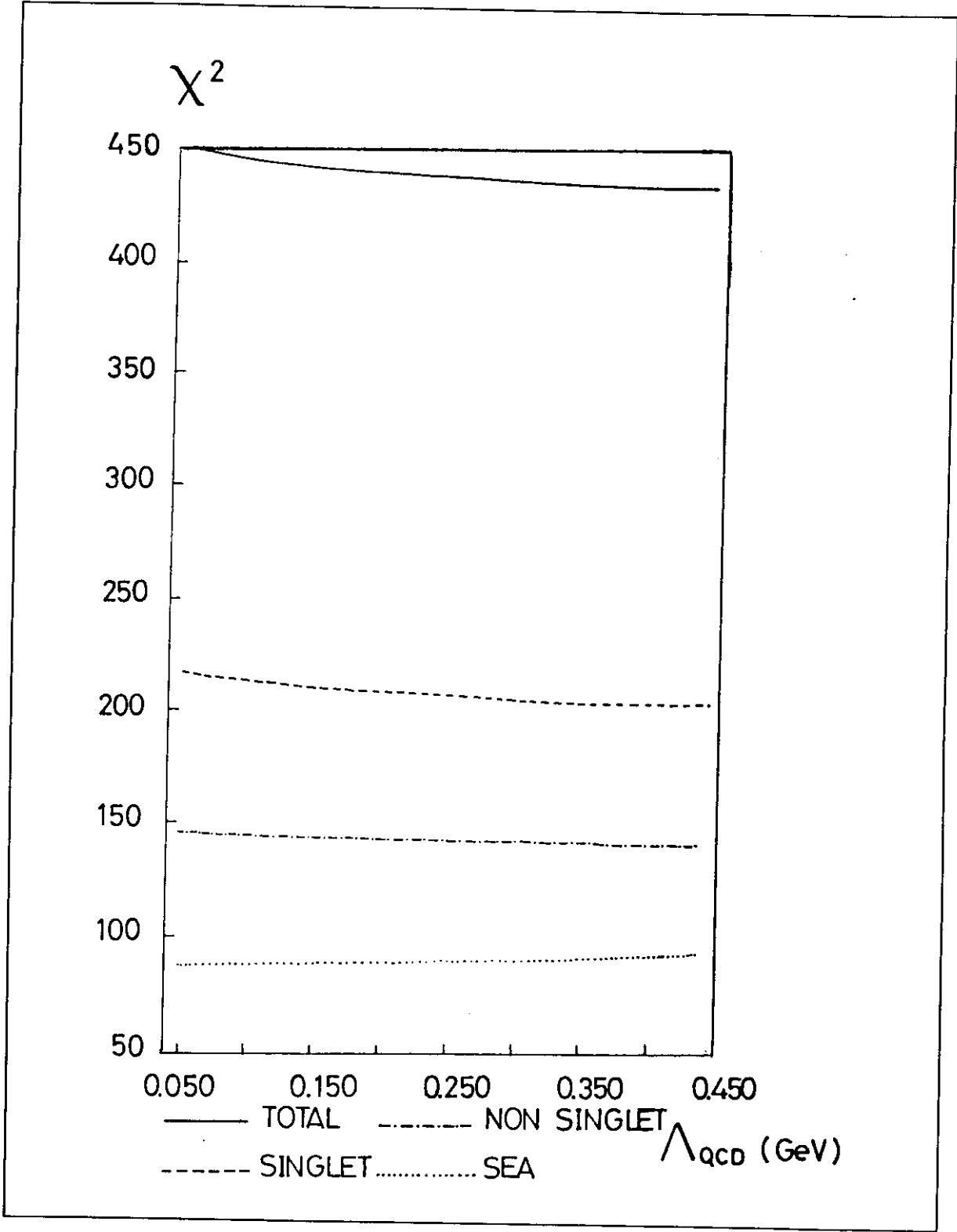


Figura 3.11: Parametrization fit (Class I) for $S(x, Q^2)$ ($\forall x$), $xF_3(x, Q^2)$ and $F_2(x, Q^2)$, LO approximation

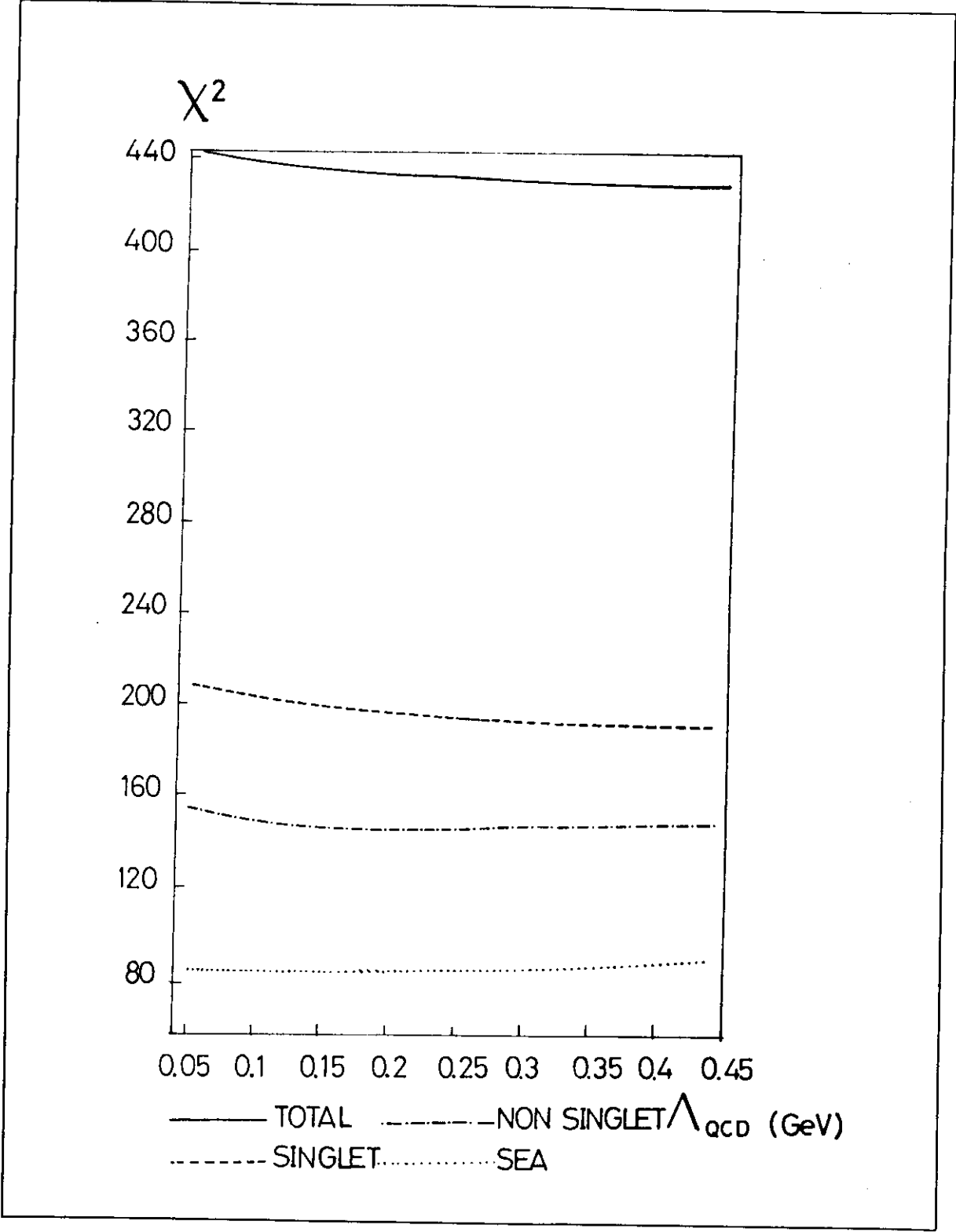


Figura 3.12: Parametrization fit (Class II) for $S(x, Q^2)$ ($\forall x$), $xF_3(x, Q^2)$ and $F_2(x, Q^2)$, LO approximation

Parte III

CORRECCIONES DE LA MASA DEL TOP A LAS ANCHURAS DE DESINTEGRACIÓN DE LOS BOSONES DÉBILES

Capítulo 4

INTRODUCCIÓN

Una de las predicciones más comunmente aceptadas del modelo estandar es la referente a la existencia de un sexto quark, el quark top. Este quark es el último quark de la tercera generación de quarks y leptones que posee carga $2/3$ en unidades de la carga del positrón y es el compañero del quark *bottom* en el correspondiente doblete de $SU(2)_{left}$. Diversos estudios fenomenológicos así como mediciones experimentales apuntan, ver referencias [25] y [15], hacia una masa para el quark top relativamente grande, $m_t \geq 25 \text{ Gev}$. Debido a esto es de esperar que las correcciones de masa para procesos en los cuales esté presente el quark top no sean despreciables, $\frac{m_t^2}{Q^2} \sim 1/4$ para $Q^2 \sim 10^4 \text{ Gev}^2$ y $m_t \sim 50 \text{ Gev}$. Entre los procesos en los que el quark top interviene ó podría intervenir caben destacar las desintegraciones de los bosones débiles Z^0 y W^\pm con masas respectivas $M_{Z^0} = 92 \text{ Gev}$ y $M_{W^\pm} = 83 \text{ Gev}$. Así si el quark top tuviera una masa $m_t < M_{W^\pm}$ el bosón W^+ podría desintegrarse según el proceso : $W^+ \rightarrow t \bar{b}(g)$ y si, además, $m_t < M_{Z^0}/2$ tendríamos abierto también el canal $Z^0 \rightarrow t \bar{t}(g)$ que contribuiría a la anchura total de desintegración del bosón débil neutro. Obviamente el cálculo de los procesos $Z^0 \rightarrow t \bar{t}(g)$ y $W^+ \rightarrow t \bar{b}(g)$ al orden más bajo es trivial y puede encontrarse en cualquier libro de texto, pero dado que futuros experimentos como *LEPI* y *LEPII* [26], medirán las propiedades, masas y anchuras, de los bosones débiles con mayor precisión, la inclusión de órdenes siguientes al más bajo en los cálculos teóricos de tales propiedades se ha convertido en una necesidad. De todas las correcciones posibles : electromagnéticas, débiles y fuertes, son estas últimas las más importantes cuando todas ellas contribuyen ya que : $\alpha_s \sim 0.15 > \alpha_w \sim 0.035 > \alpha_{em} \sim 0.008$. Así pues de los diversos canales de desintegración del Z^0 ó W^\pm son aquellos con quarks los que

recibirán correcciones más importantes. Para los quarks de las dos primeras familias, u , d , s y c , estas correcciones están calculadas suponiendo a éstos como no masivos, lo que es una buena aproximación ya que : $\frac{m_i^2}{M_{Z^0}^2} < \frac{m_i^2}{M_W^2} < \frac{m_i^2}{M_Z^2} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ con $i = u, d, s$. Sin embargo para aquellos canales que involucren el quark top tal aproximación no tiene sentido y es necesario calcular las correcciones teniendo en cuenta su masa. Tal ha sido el objetivo del segundo trabajo de investigación que contiene esta tesis y consiste en el cálculo de las correcciones de QCD a un "loop" para los procesos de desintegración $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$ y $W^+ \rightarrow t\bar{b}(g)$.

Hemos dividido la presentación de este trabajo en dos partes principales : en la primera nos concentraremos en la anchura de desintegración del bosón débil neutro Z^0 calculando las contribuciones a la anchura total provenientes de los canales $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ a un "loop" y $Z^0 \rightarrow t\bar{t}g$ a orden árbol y comparando nuestros resultados con ciertos resultados aproximados previos, [29]. También incluiremos las correcciones de QED dado que se extraen de forma directa, como indicaremos más adelante, a partir de las correspondientes de QCD . En la segunda parte nos dedicaremos a los bosones débiles cargados W^\pm y estudiaremos los canales $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ y $W^+ \rightarrow t\bar{b}g$. Existen también los canales $W^+ \rightarrow t\bar{d}(g)$ y $W^+ \rightarrow t\bar{s}(g)$ pero no tendremos en cuenta sus contribuciones debido a la magnitud de la matriz de Kobayashi-Maskawa que los suprime : $V_{tb} = 0.999$, $V_{ts} = 0.045$ y $V_{td} = 0.010$ [20]. De cualquier forma las contribuciones de estos canales pueden ser obtenidas trivialmente a partir de la que vamos a calcular. El hecho de incluir en la anchura contribuciones procedentes de estados finales con dos, $t\bar{t}$ y $t\bar{b}$, y tres partículas, $t\bar{t}g$ y $t\bar{b}g$, es debido a la aparición de divergencias infrarrojas, $E_g \rightarrow 0$, en ambas contribuciones de tal forma que su suma queda bien definida : es infrarroja finita. En el límite en que la energía del gluón, E_g , tiende a cero el estado final $t\bar{t}g$ ó $t\bar{b}g$ está degenerado; ¹ es indistinguible con el estado final $t\bar{t}$ ó $t\bar{b}$. Una vez calculada la contribución total a la anchura total se podrían separar las contribuciones a estados finales distintos, dos ó tres partículas, sin más que restar a la contribución total aquella contribución clara de tres partículas que ocurre cuando en los procesos $Z^0 \rightarrow t\bar{t}g$ ó $W^+ \rightarrow t\bar{b}g$ las tres partículas tienen energías

¹La degeneración de estados es infinita lo que lleva a la aparición de divergencias

mínimas y ángulos relativos por encima de los umbrales de detección, obteniendo de esta forma la contribución a dos partículas en el estado final.

Capítulo 5

CONTRIBUCIONES A LA ANCHURA DEL Z^0

Al orden más bajo en teoría de perturbaciones la contribución a la anchura de desintegración del bosón Z^0 proveniente del canal $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ resulta del cálculo del diagrama de Feynman de la Figura siguiente :

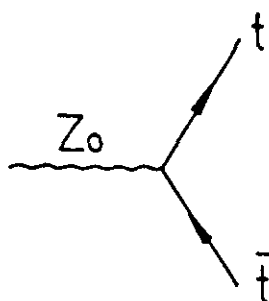


Figura 5.1: $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ al orden más bajo.

dando el bien conocido resultado :

$$\Gamma_0(Z^0 \rightarrow t\bar{t}) = \frac{\alpha_{em} M_{Z_0}}{4 \sin^2(2\theta_w)} \frac{\beta}{2} [(3 - \beta^2) v^2 + 2\beta^2 a^2] \quad (5.1)$$

Donde α_{em} es la constante de acoplo electromagnética, $\beta = \sqrt{1 - 4m_t^2/M_{Z_0}^2}$ y m_t es la masa del quark top supuesta $m_t < M_{Z_0}/2$. Las constantes v y a están definidas de tal forma que el vértice débil $Z^0 t\bar{t}$ es : $\frac{ie\gamma^\mu}{2 \sin 2\theta_w} (v + a \gamma_5)$ con θ_w el ángulo de mezcla débil. Al orden siguiente en teoría de perturbaciones la anterior expresión recibe correcciones proporcionales a $\alpha_w \alpha_s$, $\alpha_w \alpha_{em}$ y α_w^2 . Todos estos términos están representados en las Figuras (5.2) y (5.3) por medio de sus respectivos diagramas de Feynman.

Debido a la magnitud relativa de las correcciones, $\frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} \sim 20$ y $^1 \frac{\alpha_s}{\alpha_w} \sim 5$ sólo hemos calculado las correcciones fuertes, si bien las electromagnéticas pueden ser obtenidas trivialmente a partir de las anteriores con cambios muy sencillos como indicaremos.

En el cálculo de estas correcciones vamos a encontrarnos con divergencias ultravioletas e infrarrojas. Para las primeras usaremos regularización dimensional y el esquema "on-shell" para aplicar el procedimiento de la renormalización. Para este cálculo en concreto sólo necesitaremos renormalizar el propagador del quark a orden α_s , ya que el propagador del Z^0 no sufre correcciones fuertes a un "loop".

Con respecto a las divergencias infrarrojas hemos adoptado un procedimiento de regularización ² que consiste en dar al gluón una masa ficticia λ . Como dijimos en la introducción general de esta tesis, no está provada la finitud infrarroja de QCD pero, en este cálculo concreto, la equivalencia con QED asegura el buen comportamiento infrarrojo. Con esta regularización infrarroja las únicas reglas de Feynman que hay que modificar son las relativas al propagador del gluón y a la normalización de los $\epsilon^\mu(k, \lambda)$. Las nuevas reglas son : para el propagador

$$a \xrightarrow{k} b \quad \Pi^{\mu\nu}(k, \lambda, a) = -i \delta_a^b \left\{ \frac{g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2 - a\lambda^2} (1 - a)}{k^2 - \lambda^2} \right\} \quad (5.2)$$

donde a es el parámetro de gauge, y para la normalización ³

$$\sum_\sigma \epsilon^\mu(k, \sigma, \lambda) \epsilon^\nu(k, \sigma, \lambda) = -g^{\mu\nu} + \frac{k^\mu k^\nu}{\lambda^2} \quad (5.3)$$

Tras comprobar la independencia de nuestra amplitud con respecto al parámetro a , escogeremos por sencillez $a = 1$ (gauge de Feynman). Antes de proceder con el cálculo definitivo vamos a realizar el mismo cálculo pero suponiendo $m_t = 0$ desde el principio. Este ejercicio previo nos será muy útil ya que nos enseñara detalles concretos sobre nuestra regularización infrarroja que serán vitales para el caso del bosón W^+ a la vez que nos dará un importante punto de partida para el cálculo definitivo.

¹En el caso débil existe una supresión adicional debida a las masas de los bosones débiles

²Existe otro procedimiento basado en regularización dimensional. Una vez hecha la renormalización ultravioleta se continua analíticamente el número de dimensiones D a $D = 4 + \epsilon$ con $\epsilon > 0$

³Aunque presente en la regla de Feynman el segundo sumando de la normalización $\frac{k^\mu k^\nu}{\lambda^2}$ no aporta contribución alguna a la amplitud.

5.1 $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$ con $m_t = 0$

En este caso el propagador del quark sólo necesita renormalización de la función de onda y uno obtiene fácilmente para ésta :

$$Z_\psi = 1 + \frac{\alpha_s N_c C_F}{4\pi} \left\{ \bar{\gamma}_\epsilon - \log \frac{\lambda^2}{\nu^2} - 1/2 \right\} \quad (5.4)$$

con $\bar{\gamma}_\epsilon = \frac{2}{\epsilon} - \log 4\pi + \gamma_E$. N_c es el número de colores, $N_c = 3$, $C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} = 4/3$ y $\gamma_E \simeq 0.577$. De los diagramas a un "loop" uno obtiene fácilmente la llamada contribución virtual que es :

$$\Gamma_{QCD}^{virtual}(Z^0 \rightarrow t\bar{t}) = \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_{Z_0}}{8\pi \sin^2(2\theta_w)} (v^2 + a^2) \left\{ -\log^2 \frac{\lambda^2}{M_{Z_0}^2} - 3 \log \frac{\lambda^2}{M_{Z_0}^2} - \frac{7}{2} + \frac{\pi^2}{3} \right\} \quad (5.5)$$

Donde claramente se ve como la masa ficticia λ se basta para regular todas las divergencias, infrarrojas y de colinearidad, que aparecen.

La contribución real proviene del Bremsstrahlung del estado final y contribuye con :

$$\Gamma_{QCD}^{real}(Z^0 \rightarrow t\bar{t}g) = \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_{Z_0}}{8\pi \sin^2(2\theta_w)} (v^2 + a^2) \int_0^{1-\rho} dx \int_{1-x-\rho}^{1-\frac{\rho}{1-x}} dy |T|^2 \quad (5.6)$$

con $\rho = \lambda^2/M_{Z_0}^2$ y

$$|T|^2 = \frac{x^2 + y^2}{(1-x)(1-y)} - \frac{\rho}{(1-x)^2} - \frac{\rho}{(1-y)^2} \quad (5.7)$$

Es muy importante considerar los dos últimos términos de la amplitud $|T|^2$ ya que, aunque son proporcionales a λ , aportan una contribución finita :

$$\int_0^{1-\rho} dx \int_{1-x-\rho}^{1-\frac{\rho}{1-x}} dy \frac{\rho}{(1-x)^2} = 1/2 \quad (5.8)$$

Con todo ello uno obtiene para la contribución real :

$$\Gamma_{QCD}^{real}(Z^0 \rightarrow t\bar{t}) = \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_{Z_0}}{8\pi \sin^2(2\theta_w)} (v^2 + a^2) \left\{ \log^2 \frac{\lambda^2}{M_{Z_0}^2} + 3 \log \frac{\lambda^2}{M_{Z_0}^2} + 5 - \frac{\pi^2}{3} \right\} \quad (5.9)$$

Sumando las contribuciones real y virtual uno llega finalmente a :

$$\Gamma_{QCD}^{total}(Z^0 \rightarrow t\bar{t}) = \Gamma_0 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \quad (5.10)$$

$$\Gamma_0 = \frac{\alpha_{em} M_{Z_0} (v^2 + a^2)}{4 \sin^2 2\theta_w} \quad (5.11)$$

Resultado que ya fué obtenido para las correcciones a R

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = R_0 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (5.12)$$

cuyo cálculo es totalmente análogo a éste.

5.2 $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$ con $m_t \neq 0$

En el apartado anterior cuando $m_t = 0$ era λ el parámetro que regularizaba tanto las divergencias infrarrojas como las de colinearidad entre partículas sin masa; ahora sin embargo éstas últimas serán reguladas por m_t sustituyendo en este papel a λ , esta última, sin embargo seguirá regulando las divergencias infrarrojas. Como consecuencia de esto en pasos intermedios del cálculo los límites : $\lambda \rightarrow 0$ y $m_t \rightarrow 0$ ni conmutan ni estarán, en general, bien definidos. El criterio que debe seguirse en cálculos intermedios es despreciar siempre contribuciones proporcionales a λ^n con $n \geq 1$.

Debido a la masa no nula del top las constantes de renormalización cambian a :

$$Z_\psi = 1 + \frac{\alpha_s N_c C_F}{4\pi} \left\{ \bar{\gamma}_\epsilon - \log \frac{m_t^2}{\nu^2} + 2 \log \frac{\lambda^2}{m_t^2} + 4 \right\} \quad (5.13)$$

$$Z_{m_t} = 1 + \frac{\alpha_s N_c C_F}{4\pi} \left\{ 3\bar{\gamma}_\epsilon - 3 \log \frac{m_t^2}{\nu^2} + 4 \right\} \quad (5.14)$$

En este caso la contribución real se obtiene resolviendo la integral correspondiente del espacio de fase cuya expresión diferencial es :

$$d\Gamma(Z \rightarrow t\bar{t}g + Z \rightarrow t\bar{t}) = \frac{\alpha_{em} C_F \alpha_s}{16\pi M_{Z_0} s \sin^2 2\theta_w} |T|^2 ds_2 ds_3 \quad (5.15)$$

con :

$$\begin{aligned} |T|^2 = & -2\gamma^+ + 4\rho_{m_t}(\gamma^+ - \gamma^-) + (c_3 s_2 + c_2 s_3) [\gamma^+(1 + 2\rho_{m_t}) - 2\gamma^-\rho_{m_t}] \\ & + 4s^2 [(1 - \rho_{m_t})\gamma^+ + 3\rho_{m_t}\gamma^-] \{ (1 - 2\rho_{m_t})c_2 c_3 - \rho_{m_t}(c_2^2 + c_3^2) \} \\ & - 2(c_2 + c_3) \left\{ s\gamma^+ \left[(2 + \rho_{m_t})(1 - \rho_{m_t}) + \frac{1}{2}\rho_{m_t}(1 + 2\rho_{m_t}) \right] \right. \\ & \left. - \frac{1}{2s} (s_2 + s_3 - 2m_t^2) \right\} + \gamma^-\rho_{m_t}(6s - m_t^2) \} \end{aligned} \quad (5.16)$$

Con : $\gamma^+ = v^2 + a^2$ y $\gamma^- = v^2 - a^2$

y donde hemos definido los siguientes invariantes $s = Q^2 = M_{Z_0}^2$

$$s_1 = (p_1 + p_2)^2 = (Q - k)^2,$$

$$s_2 = (p_2 + k)^2 = (Q - p_1)^2,$$

$$s_3 = (k + p_1)^2 = (Q - p_2)^2$$

$$c_i = (s_i - m^2)^{-1}.$$

Los cuadvectores p_1 , p_2 , k y Q corresponden a los quark top y antitop , al gluón y al boson débil Z^0 respectivamente. y $c_i = (s_i - m^2)^{-1}$ y $\rho_{m_t} = \frac{m_t^2}{M_{Z_0}^2}$ Los límites de integración de las variables son :

$$s_3^- < s_3 < s_3^+ \quad (5.17)$$

$$(m + \lambda)^2 < s_2 < (\sqrt{s} - m)^2 \quad (5.18)$$

donde

$$s_3^\pm = \lambda^2 - \frac{1}{2s_2} \left[(s_2 - s - \lambda^2)(s_2 + m^2) \mp K^{\frac{1}{2}}(s_2, s, \lambda^2)(s_2 - m^2) \right] \quad (5.19)$$

$K(x, y, z)$ es una función cinemática definida como $K(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$.

Una vez resueltas todas las integrales y agrupadas todas las contribuciones uno obtiene la expresión final para la corrección de QCD , que es :

$$\Gamma_{QCD}(Z^0 \rightarrow t\bar{t}g + Z \rightarrow t\bar{t}) = \frac{\alpha_{em}\alpha_s C_F M_{Z_0}}{16\pi \sin^2 2\theta_w} (v^2 A + a^2 B) \quad (5.20)$$

donde

$$\begin{aligned} A &= 3\beta + \frac{1-\beta^2}{4} \left\{ \frac{3}{2}[(\beta^2 - 2)^2 + 5] \log \frac{1+\beta}{1-\beta} + 3\beta(7 - \beta^2) \right\} + 2\Xi(3 - \beta^2) \\ B &= 3\beta + \frac{1-\beta^2}{4} \left\{ \frac{1}{2}[(\beta^2 - 9)^2 - 72] \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta(15 + \beta^2) \right\} + 4\Xi\beta^2 \\ \Xi &= -4\beta \log \beta + 6\beta \log \frac{1+\beta}{2} + (1-\beta)(1-2\beta) \log \frac{1+\beta}{1-\beta} + \\ &\quad + \frac{1+\beta}{2} \left\{ \frac{\pi^2}{3} + 2Li_2(-\beta) - 2Li_2(\beta) + Li_2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - Li_2\left(\frac{1-\beta}{2}\right) + \right. \\ &\quad \left. 6Li_2\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) + 4Li_2\left(-\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) + 5 \log \frac{1+\beta}{2} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 2 \log \beta \log \frac{1+\beta}{1-\beta} \right\} \end{aligned} \quad (5.21)$$

y $C_F = \frac{4}{3}$ es un factor de color de $SU(3)$, $v = 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w$ y $a = 1$. Para obtener la corrección de QED tan sólo hay que reemplazar $\alpha_s C_F$ por $\frac{4}{9} \alpha_{em}$. La función $Li_2(x)$ es

la función dilogaritmo ⁴ y está definida del modo siguiente

$$Li_2(x) = - \int_0^x \frac{\log(1-z)}{z} dz \quad (5.22)$$

Nuestro resultado exacto debe compararse con el resultado aproximado dado en la referencia [29] y que es :

$$(\Gamma_{QCD})_{(approx.)} = \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_{Z_0} \beta}{4 \sin^2 2\theta_w 2} \left\{ (3 - \beta^2) \left[\frac{\pi}{2\beta} - \frac{3 + \beta}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right] v^2 + 2\beta^2 \left[\frac{\pi}{2\beta} - \left(\frac{19}{10} - \frac{22\beta}{5} + \frac{7\beta^2}{2} \right) \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right] a^2 \right\} \quad (5.23)$$

Ellos usan la misma aproximación que Schwinger hizo en QED [32]. Ambas expresiones dan los mismos resultados en los límites $\beta \rightarrow 0$ y $\beta \rightarrow 1$.

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} \Gamma_{QCD} = \lim_{\beta \rightarrow 1} (\Gamma_{QCD})_{(approx.)} = \frac{\alpha_{em} M_{Z_0} \alpha_s}{4 \sin^2 2\theta_w \pi} (v^2 + a^2) \quad (5.24)$$

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} \Gamma_{QCD} = \lim_{\beta \rightarrow 0} (\Gamma_{QCD})_{(approx.)} = \frac{\alpha_{em} M_{Z_0}}{4 \sin^2 2\theta_w} \alpha_s \pi v^2 \quad (5.25)$$

En la Figura (6.3) hemos representado ambas correcciones, exacta y aproximada, normalizadas a su valor en $\beta = 1$ como funciones de m_t suponiendo α_s constante. Como puede verse ambas curvas son muy similares dando lugar a diferencias siempre menores que el 9% para la corrección de QCD y menores que el 1% para la anchura total $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$. Para valores de la masa del top entre 30 – 40 Gev las diferencias con respecto a la corrección con $m_t = 0$ son bastante grandes, alrededor del 50%.

Es importante notar como las correcciones de QCD introducen una importante desviación con respecto al primer orden (LO) cuando m_t se acerca a $M_{Z_0}/2$ ($\beta \rightarrow 0$)⁵. Se ha demostrado, ver referencia [30], que las secciones eficaces corregidas de esta forma coinciden muy bien con las secciones eficaces de producción de resonancias $t\bar{t}$. Uno puede, por tanto, confiar en que la dependencia en la masa m_t de la anchura $\Gamma(Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g))$ está adecuadamente descrita por las anteriores expresiones.

⁴Muchas fórmulas y propiedades relacionadas con esta función pueden ser encontradas en la referencia [31]

⁵Para correcciones superiores, potencialmente divergentes en el límite $\beta \rightarrow 0$, uno espera que los términos peligrosos se resumen dando lugar a un factor multiplicativo del LO : $(4\pi\alpha_s/3\beta)/(1 - e^{4\pi\alpha_s/3\beta})$, como ocurre en QED .

En la Figura (6.4) hemos representado $\Gamma(Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g))$, mostrando las correcciones de *QCD* y *QED*, como función de la masa del top. Para ilustrar estas contribuciones las separamos de la siguiente manera :

$$\Gamma = \Gamma_0(1 + \delta\Gamma_{\alpha_s}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_s}(m_t) + \delta\Gamma_{\alpha_{em}}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_{em}}(m_t)) \quad (5.26)$$

Para $m_t = 35 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_w = 0.22$, $\alpha_s = 0.14$ obtenemos

$$\begin{aligned} \Gamma &= 0.1413 \text{ GeV} \\ \Gamma_0 &= 0.1089 \text{ GeV} \\ \Gamma_{\text{QCD}} = \Gamma_0(\delta\Gamma_{\alpha_s}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_s}(m_t)) &= 0.0318 \text{ GeV} \\ \Gamma_{\text{QED}} = \Gamma_0(\delta\Gamma_{\alpha_{em}}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_{em}}(m_t)) &= 0.0005 \text{ GeV} \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} \delta\Gamma_{\alpha_s}(0) &= 0.1293 \\ \delta\Gamma_{\alpha_s}(m_t) &= 0.1630 \\ \delta\Gamma_{\alpha_{em}}(0) &= 0.0024 \\ \delta\Gamma_{\alpha_{em}}(m_t) &= 0.0027 \end{aligned} \quad (5.27)$$

Por tanto las correcciones de *QCD* representan una contribución del 22.5% mientras que las de *QED* son del orden del 0.4%. En números absolutos estas correcciones suponen una diferencia de 33 Mev con respecto al primer orden (*LO*), corrección que podría estar al alcance de futuros experimentos.

A continuación vamos a separar de la anchura total aquellas contribuciones de dos y tres partículas en el estado final dado que podría tener interés fenomenológico a la hora de buscar posibles desintegraciones del Z^0 que involucren al top. Para ello vamos a separar la contribución de tres partículas en el estado final sin más que integrar la expresión 5.15 con ciertos cortes que aseguren la clara detección de las tres partículas. Hemos escogido como cortes : $|\vec{k}|, |\vec{p}_1|, |\vec{p}_2| > 6 \text{ GeV}$ y $|\cos \theta_i| \leq \rho < 1$ donde los θ_i son los ángulos relativos entre las tres partículas y para ρ hemos tomado : $\rho = \cos 20 = 0.94$ y $\rho = \cos 30 = 0.866$. Una vez calculada la contribución de tres partículas uno puede definir la correspondiente de dos como :

$$\Gamma_{2\text{part}} \equiv \Gamma_{\text{tot}} - \Gamma_{3\text{part}} \quad (5.28)$$

En las Figuras (6.5) y (6.6) hemos representado la anchura total sin correcciones de *QED* y sus contribuciones a dos y tres partículas en el estado final para los dos cortes en

ángulos anteriores. Como se observa en ambas figuras para masas del top $m_t > 25 \text{ Gev}$ casi toda la anchura proviene de la contribución de dos partículas.

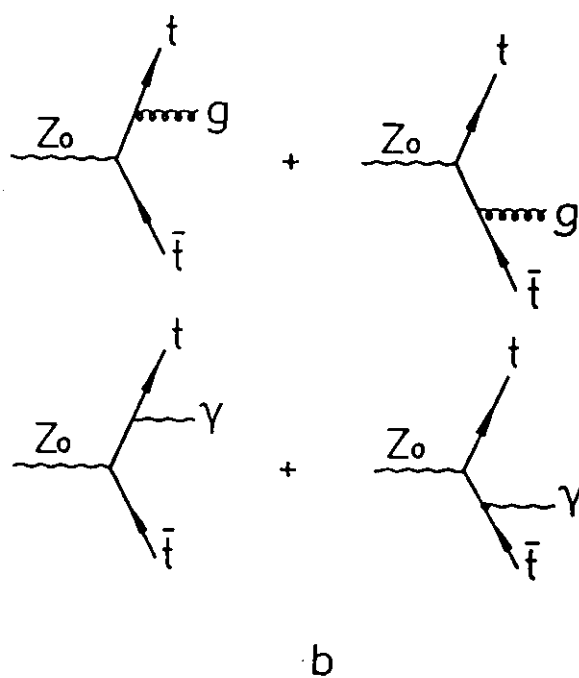
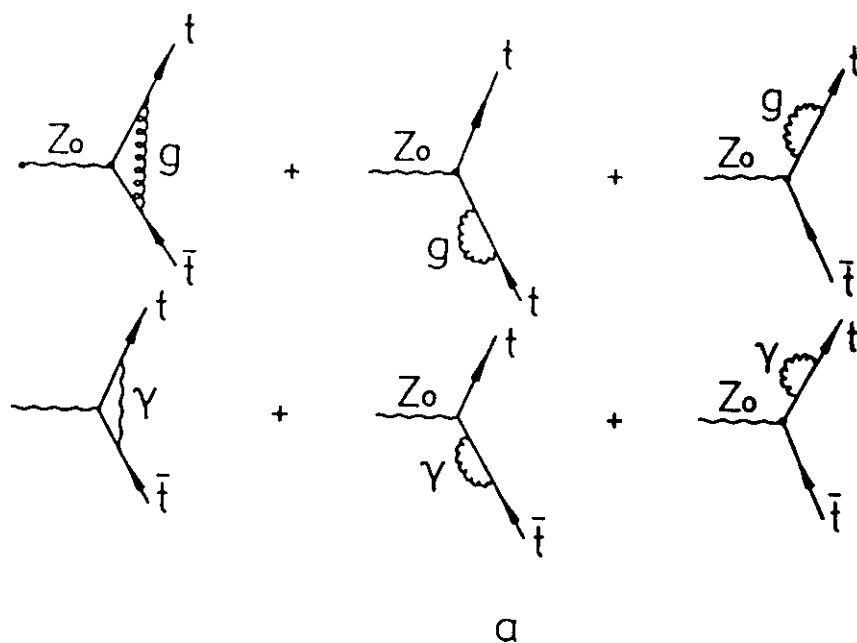


Figura 5.2: Correcciones de QCD y QED a la anchura del Z^0 (a) : Diagramas a un "loop", (b) : Diagramas de Bremsstrahlung .

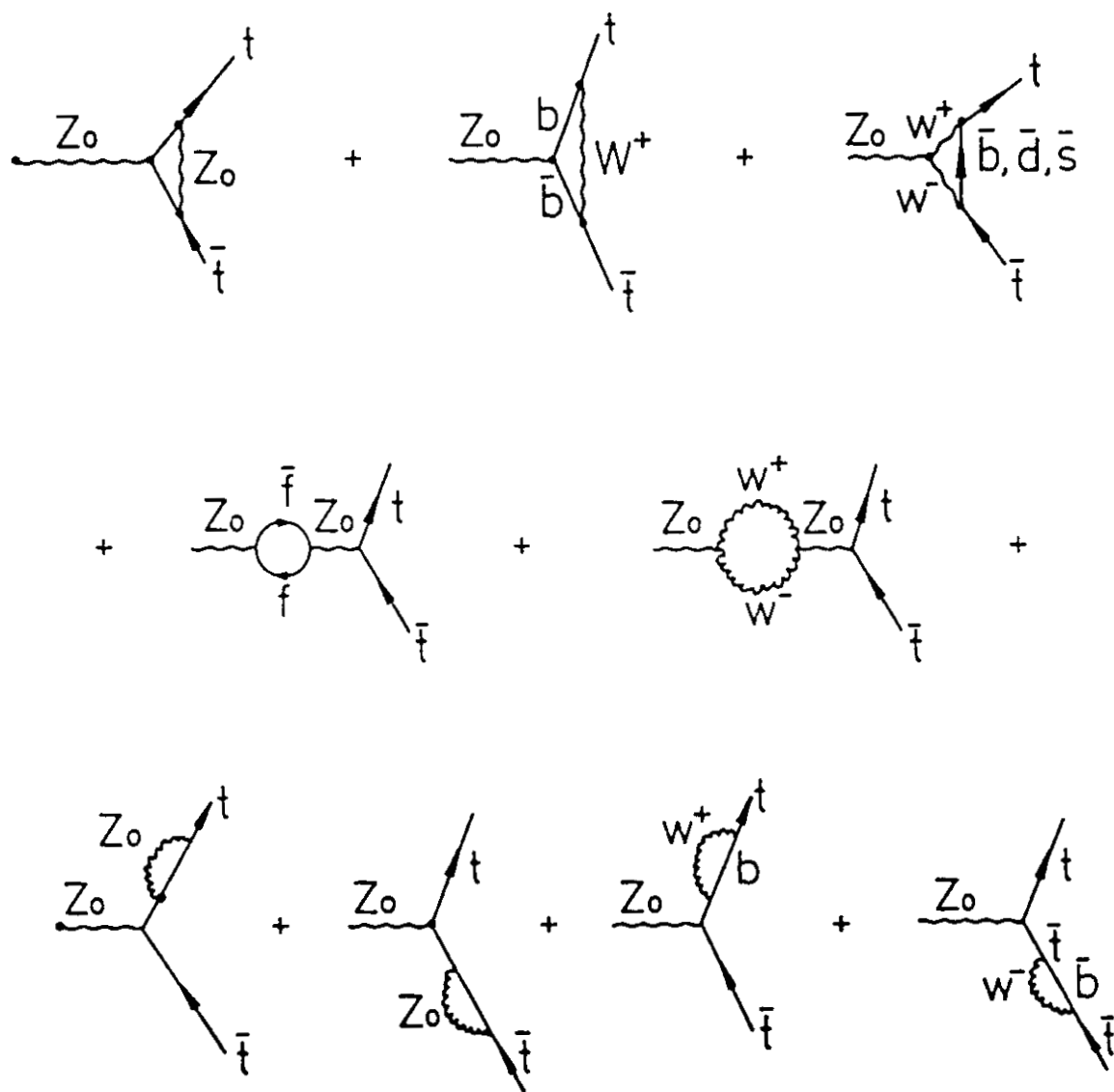


Figura 5.3: Correcciones débiles a un "loop" a la anchura del Z^0 .

Capítulo 6

CONTRIBUCIONES A LA ANCHURA DEL W^+

Para calcular las correcciones de QCD al proceso $W^+ \rightarrow t\bar{t}(g)$ hemos despreciado la masa del quark bottom, si bien la hemos mantenido diferente de cero al orden más bajo ($m_b \simeq 4.5 \text{ Gev}$). Al LO la contribución a la anchura proviene del cálculo del diagrama de Feynman de la siguiente figura :

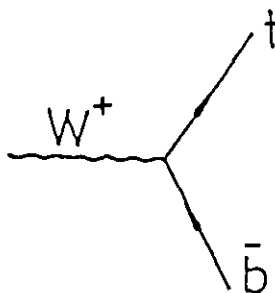


Figura 6.1: $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ al orden más bajo.

obteniéndose :

$$\Gamma_0(W^+ \rightarrow t\bar{b}) = \frac{\alpha_{em} M_W}{8 \sin^2 \theta_w} \sqrt{\frac{(M_W^2 - m_t^2 - m_b^2)^2 - 4m_b^2 m_t^2}{M_W^4}} \left(2 - \frac{m_t^2 + m_b^2}{M_W^2} - \frac{(m_t^2 - m_b^2)^2}{M_W^4} \right) \quad (6.1)$$

Donde M_W , m_t y m_b son respectivamente las masas del bosón W^+ y de los quarks top y bottom. Las correcciones de QCD están representadas en la Figura (6.2) por medio de sus diagramas de Feynman. Casi todos los comentarios hechos en el caso

del bosón Z^0 son válidos en este caso para el W^+ excepto que ahora la masa ficticia del gluón, λ , regulariza además de las divergencias infrarrojas, aquellas divergencias de colinearidad debidas a la hipótesis de un quark bottom sin masa.

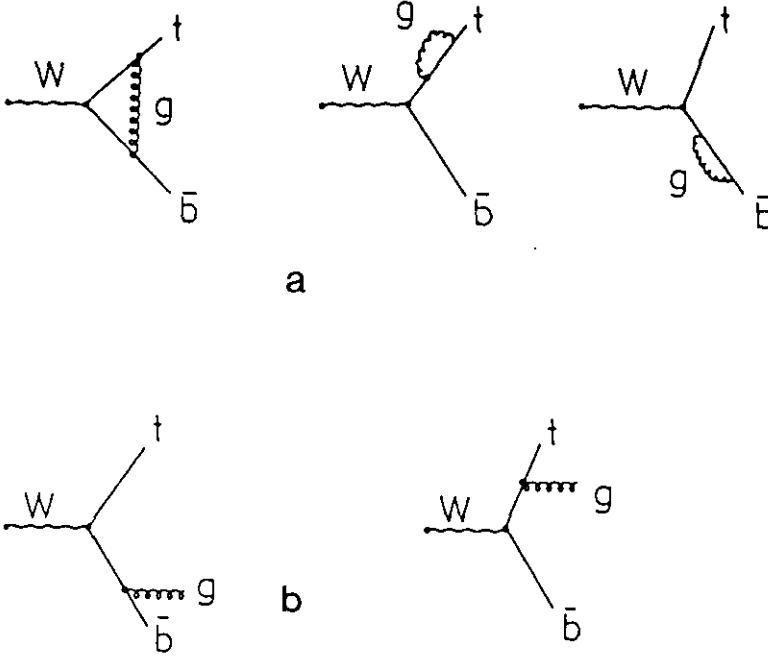


Figura 6.2: Correcciones de QCD al proceso $W^+ \rightarrow t\bar{b}$; (a): diagramas a un "loop", (b): diagramas de Bremsstrahlung de gluones.

La contribución real a la anchura proveniente del Bremsstrahlung de gluones en el estado final es :

$$d\Gamma(W^+ \rightarrow t\bar{b}g) = \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F}{16\pi \sin^2 \theta_w M_W s} |T|^2 ds_1 ds_3$$

$$\begin{aligned} |T|^2 = & -(1 - \frac{m^2}{s}) \left\{ 1 - \frac{(2s + m^2)}{(s + \lambda^2 - s_1) - (s_3 - m^2)} \left[\frac{s - s_3}{s_3 - m^2} - \frac{\lambda^2}{2(s + \lambda^2 - s_1) - (s_3 - m^2)} \right] \right. \\ & + \frac{(2s + m^2)}{s_3 - m^2} \frac{s_3}{s_3 - m^2} - \frac{(s + \lambda^2 - s_1)^2}{2((s + \lambda^2 - s_1) - (s_3 - m^2))(s_3 - m^2)} \left. \right\} + \\ & + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{s_3 - m^2 - \lambda^2}{(s + \lambda^2 - s_1) - (s_3 - m^2)} + \frac{s - 2m^2(s - s_1) - (s_3 - m^2)}{s(s_3 - m^2)} \right) \end{aligned} \quad (6.2)$$

donde hemos definido los siguientes invariantes :

$$\begin{aligned} s &= Q^2 = M_W^2 \\ s_1 &= (p_1 + p_2)^2 = (Q - k)^2 \end{aligned}$$

donde hemos definido los siguientes invariantes :

$$\begin{aligned} s &= Q^2 = M_W^2 \\ s_1 &= (p_1 + p_2)^2 = (Q - k)^2 \\ s_2 &= (p_2 + k)^2 = (Q - p_1)^2 \\ s_3 &= (k + p_1)^2 = (Q - p_2)^2 \end{aligned}$$

y los cuatro cuadvectores p_1 , p_2 , k y Q corresponden a los quarks top y antibottom, al gluón y al bosón W^+ respectivamente.

Los límites de integración de las variables son :

$$s_3^- < s_3 < s_3^+ \quad (6.3)$$

$$m^2 < s_1 < (\sqrt{s} - \lambda)^2 \quad (6.4)$$

con :

$$s_3^\pm = m^2 + \lambda^2 - \frac{1}{2s_1} \left[(s_1 - s + \lambda^2)(s_1 + m^2) \mp K^{\frac{1}{2}}(s_1, s, \lambda^2)(s_1 - m^2) \right] \quad (6.5)$$

Queremos hacer énfasis en uno de los términos de la amplitud anterior que es :

$$|T_\lambda|^2 \equiv -1/2 \left(1 - \frac{m^2}{s}\right) \frac{\lambda^2 (2s + m^2)}{[s + \lambda^2 - s_1 - s_3 + m^2]^2} \quad (6.6)$$

Aunque este término es proporcional a λ^2 no debe ser despreciado ya que aporta la siguiente contribución :

$$\Gamma_\lambda = -\frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_W}{16\pi \sin^2 \theta_w} \beta^4 \frac{3 - \beta^2}{2} \quad (6.7)$$

con : $\beta = (M_W^2 - m_t^2)/M_W^2$.

Siguiendo el mismo proceder que en el caso del Z^0 uno llega a la siguiente expresión para la corrección de QCD :

$$\begin{aligned} \Gamma_{QCD} (W^+ \rightarrow t\bar{b} + W^+ \rightarrow t\bar{b}g) &= \frac{\alpha_{em} \alpha_s C_F M_W}{16\pi \sin^2 \theta_w} \\ &\left\{ (\beta^2 - 4)(1 - \beta^2)\beta^2 - (9 - 5\beta^2)\beta^4 \log \beta^2 - (1 - \beta^2)(4 + 6\beta^2 - 5\beta^4) \log(1 - \beta^2) \right. \\ &\left. + (3 - \beta^2)\beta^4 \left[\frac{3}{2} + 4Li_2(1 - \beta^2) + 2 \log \beta^2 \log(1 - \beta^2) \right] \right\} \quad (6.8) \end{aligned}$$

Es fácil comprobar que en el límite de masa nula del top $m \rightarrow 0$ ó $\beta \rightarrow 1$ uno obtiene la bien conocida corrección :

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} \Gamma_{\text{QCD}} = \frac{\alpha_{em} M_W}{4 \sin^2 \theta_w} \frac{\alpha_s}{\pi} = \Gamma_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right\} \quad (6.9)$$

En el límite de cierre del espacio de fase $m_t \rightarrow M_W$ ó $\beta \rightarrow 0$ uno obtiene $\lim_{\beta \rightarrow 0} \Gamma_{\text{QCD}} = 0$ como cabe esperar para una transición $W^+ \rightarrow t$.

En la Figura (6.7) hemos representado esta corrección de *QCD* normalizada a su valor para $m_t = 0$ como función de m_t . Para valores de m_t entre 30 y 55 *Gev* las correcciones con respecto al caso de masa nula son bastante grandes, del orden del 50%. En la Figura (6.8) hemos representado la anchura total, el primer orden con $m_b = 4.5 \text{ GeV}$ y la corrección de *QCD* como funciones de m_t para un valor fijo de $\alpha_s = 0.15$. Para valores de m_t alrededor de 45 *Gev* encontramos las correcciones más grandes, siendo éstas del orden del 16%, que suponen una corrección de 75 *Mev*, corrección ésta que podría ser mayor que los errores de los experimentos de LEP II. Para ilustrar estas correcciones factorizamos la anchura de la siguiente forma :

$$\Gamma = \Gamma_0 (1 + \delta\Gamma_{\alpha_s}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_s}(m_t)) \quad (6.10)$$

Y para $m_t = 45 \text{ GeV}$, $\alpha_s = 0.15$, $\alpha_{em} = \frac{1}{128}$, $\sin^2 \theta_w = 0.22$, uno obtiene

$$\begin{aligned} \Gamma &= 0.481 \text{ GeV} \\ \Gamma_0 &= 0.406 \text{ GeV} \\ \Gamma_{\text{QCD}} = \Gamma_0 (\delta\Gamma_{\alpha_s}(0) + \delta\Gamma_{\alpha_s}(m)) &= 0.075 \text{ GeV} \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} \delta\Gamma_{\alpha_s}(0) &= 0.080 \\ \delta\Gamma_{\alpha_s}(m) &= 0.104 \end{aligned} \quad (6.11)$$

Al igual que en el caso del Z^0 hemos definido las contribuciones a dos y tres partículas en el estado final con el mismo conjunto de cortes. Las distintas contribuciones como funciones de m_t están recogidas en las Figuras (6.9) y (6.10). Al igual que en el anterior caso para $m_t > 25 \text{ GeV}$ más del 83% del total corresponde a la contribución de dos partículas en el estado final.

6.1 CONCLUSIONES

Hemos estudiado aquellas desintegraciones de los bosones débiles que involucran al quark top y hemos calculado las correcciones de QCD a dichos procesos teniendo en cuenta exactamente los efectos de la masa del top. En el caso del Z^0 hemos calculado, además, las correspondientes correcciones de QED , a la vez que hemos comparado nuestras correcciones de QCD con resultados previos aproximados. En ambos casos para masas del top cercanas a 40 Gev estas correcciones son importantes y podrían ser detectadas en futuros experimentos.

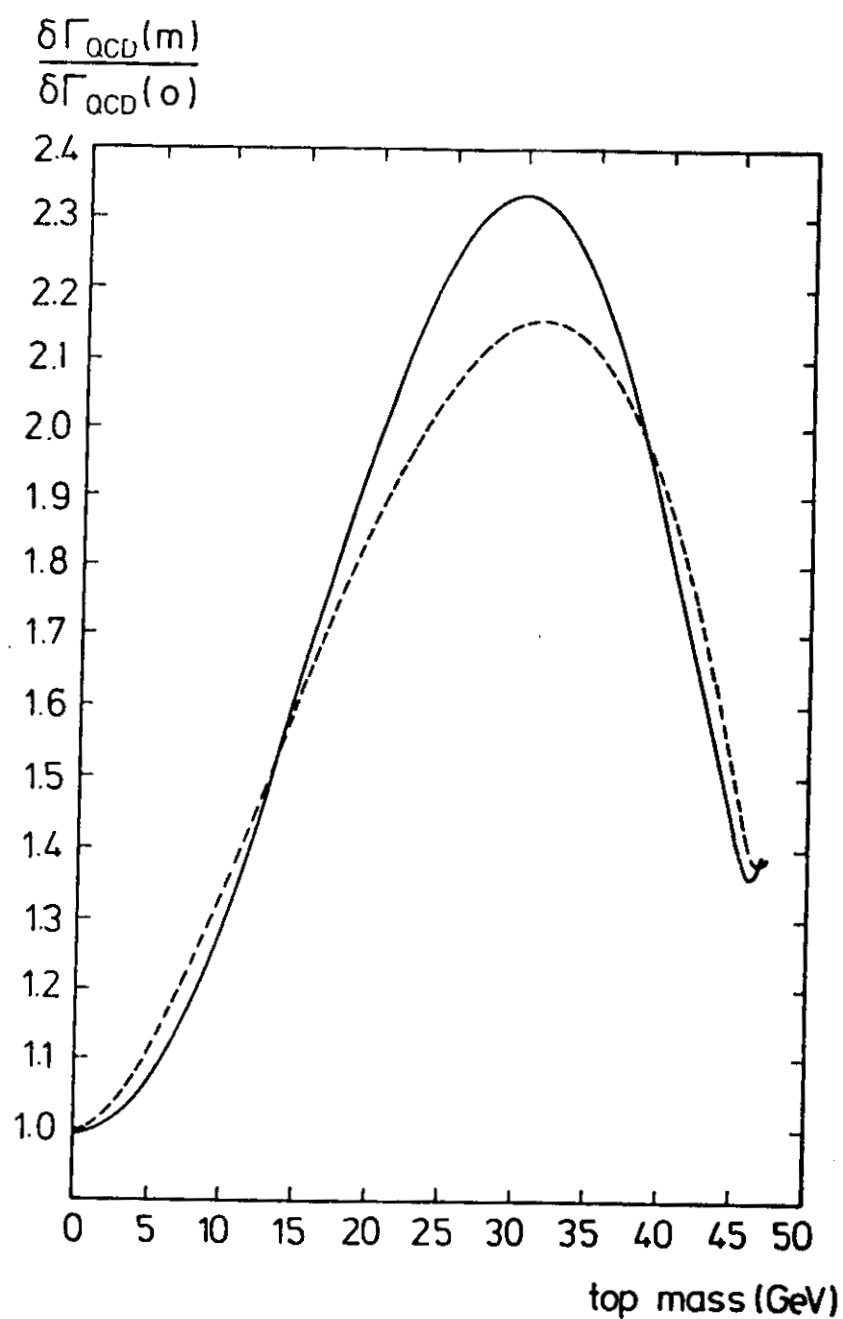


Figura 6.3: Resultados exacto, linea discontinua, y aproximado, linea continua de la corrección de QCD a la desintegración del bosón Z^0 normalizados a $m_t = 0$.

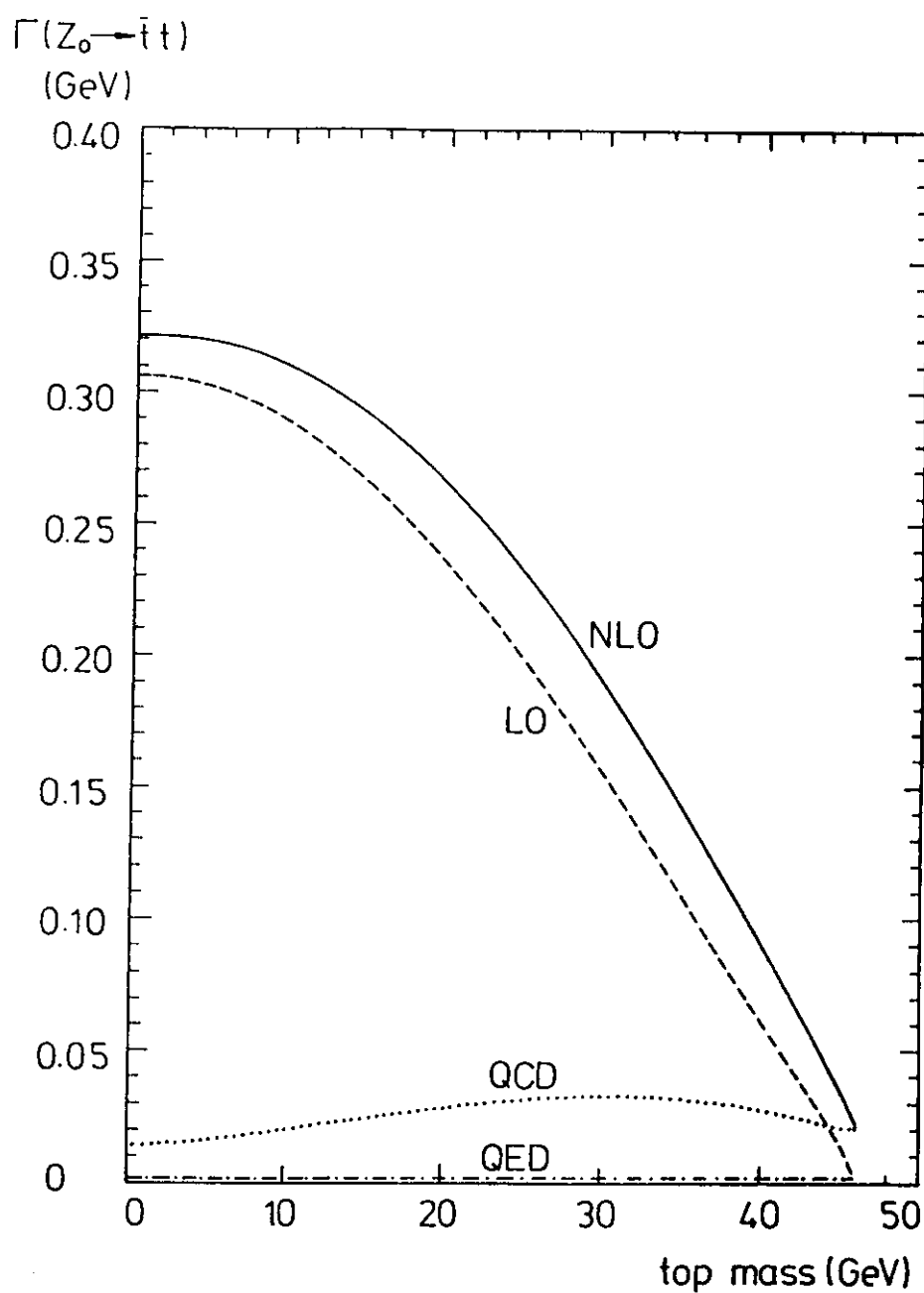


Figura 6.4: Anchura total $Z^0 \rightarrow t\bar{t}(g)$, línea continua, LO , línea discontinua, corrección de QCD , línea punteada y corrección de QED .

Z0 DECAY SW2 = 0.22 MZ0 = 92 GEV

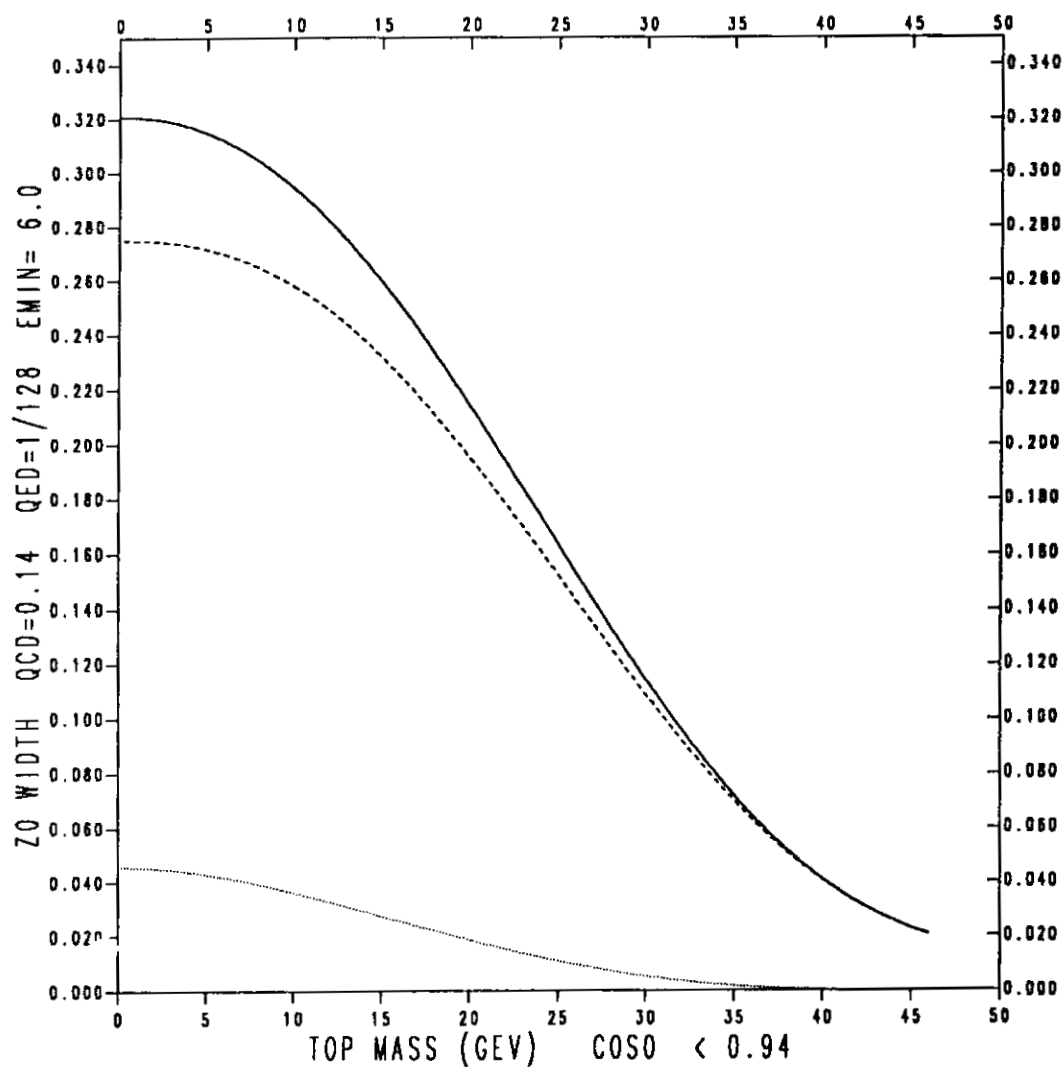


Figura 6.5: Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del Z^0 con $|\cos \theta| < 0.94$; anchura total, línea continua, contribución a dos partículas, línea discontinua y contribución a tres partículas, línea punteada.

Z0 DECAY SW2 = 0.22 MZ0 = 92 GEV

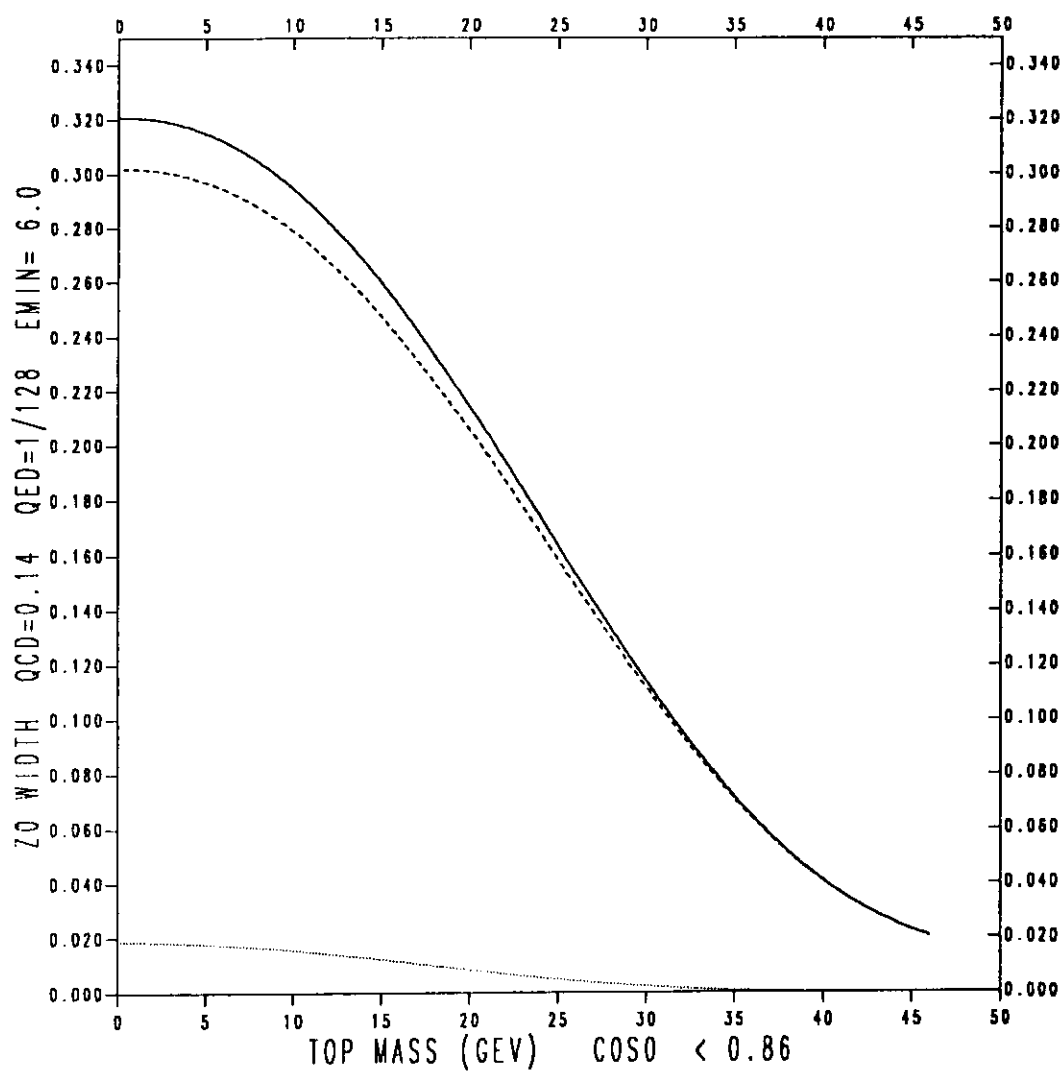


Figura 6.6: Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del Z^0 con $|\cos \theta_i| < 0.866$; anchura total, línea continua, contribución a dos partículas, línea discontinua y contribución a tres partículas, línea punteada.

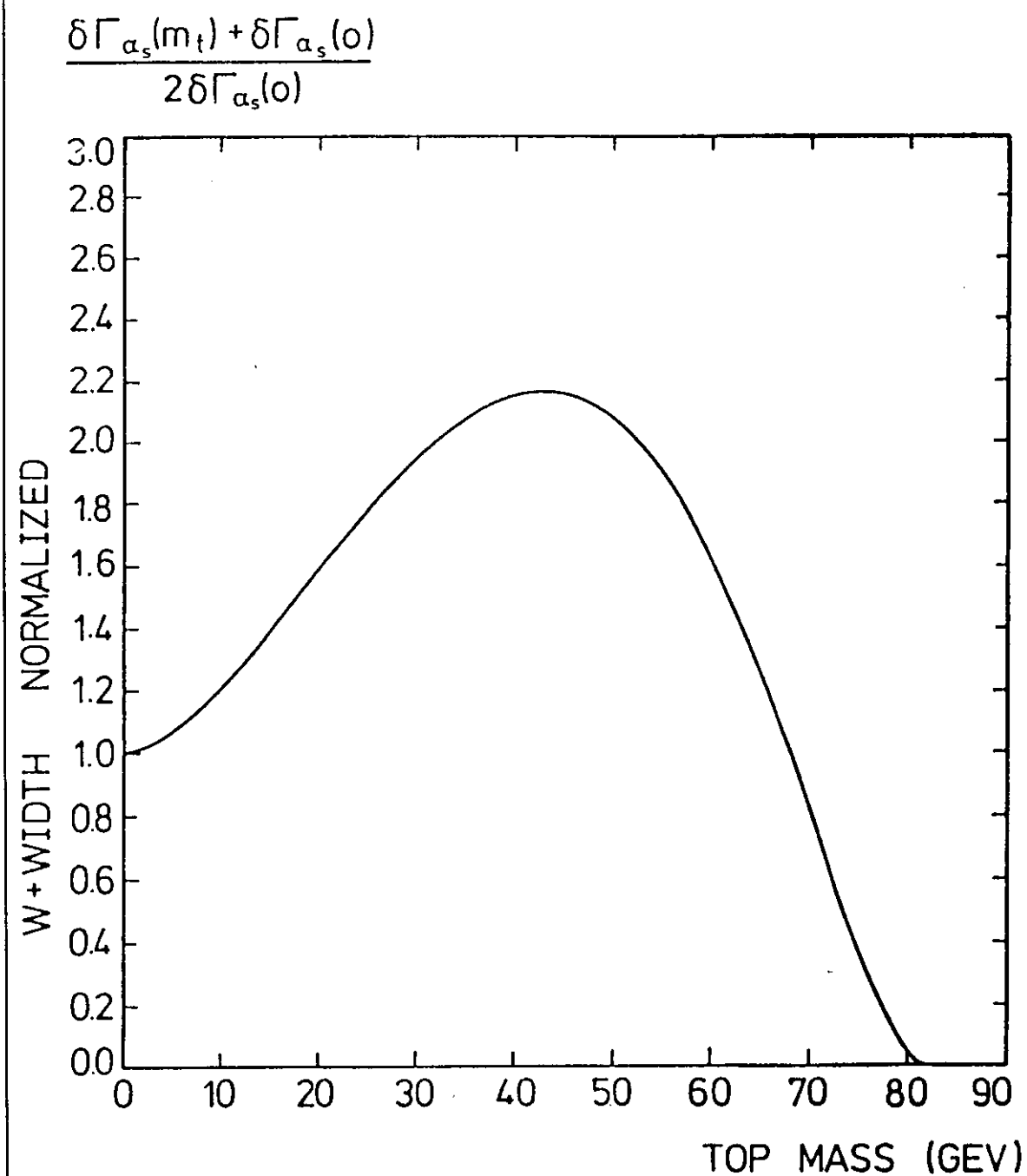


Figura 6.7: Corrección de *QCD* a la desintegración del bosón W^+ normalizada a $m_t = 0$.

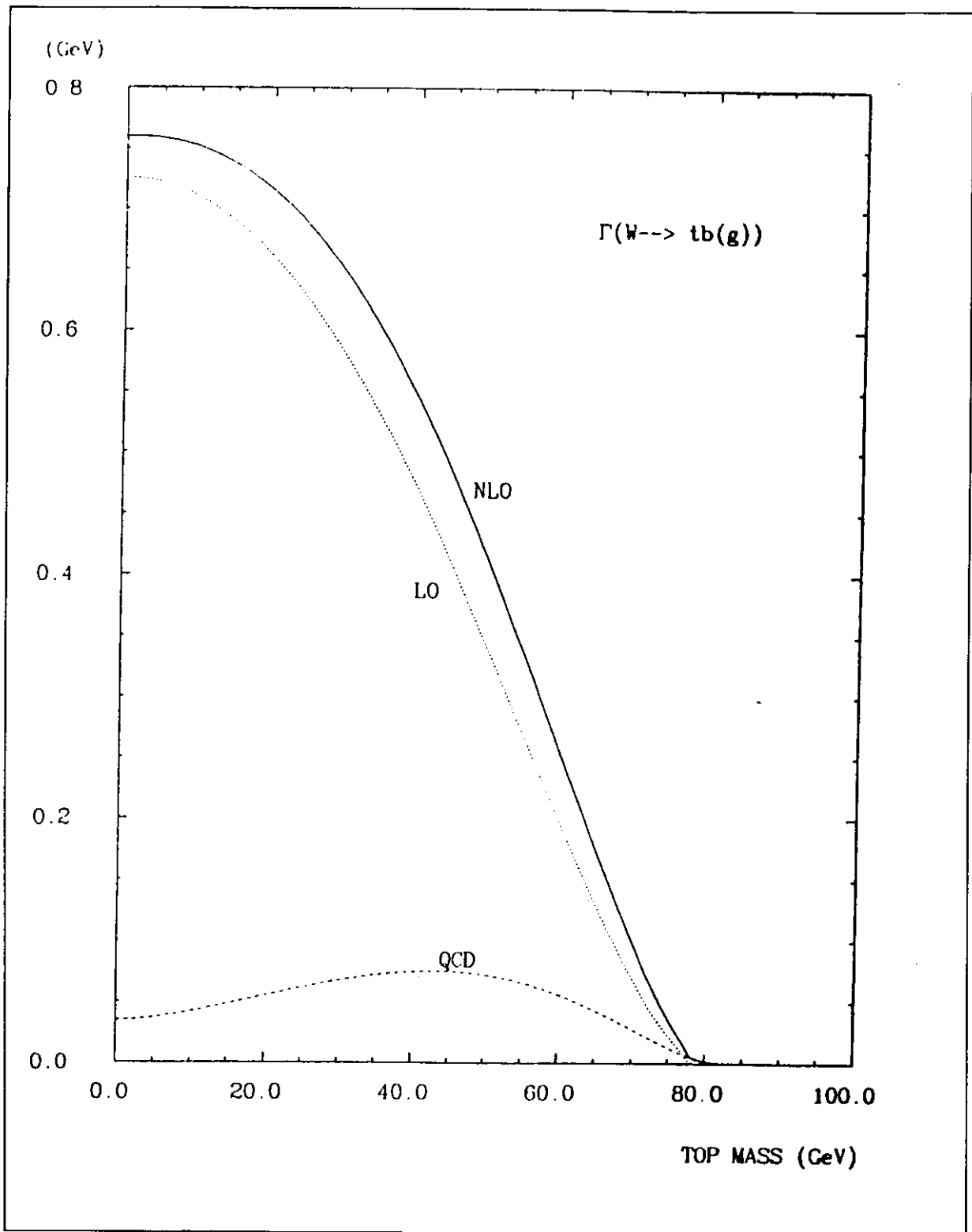


Figura 6.8: Anchura total $W^+ \rightarrow t\bar{b}(g)$, línea continua, LO, línea punteada y corrección de QCD, línea discontinua.

W+ DECAY SW2 = 0.22 MW+ = 82 GEV

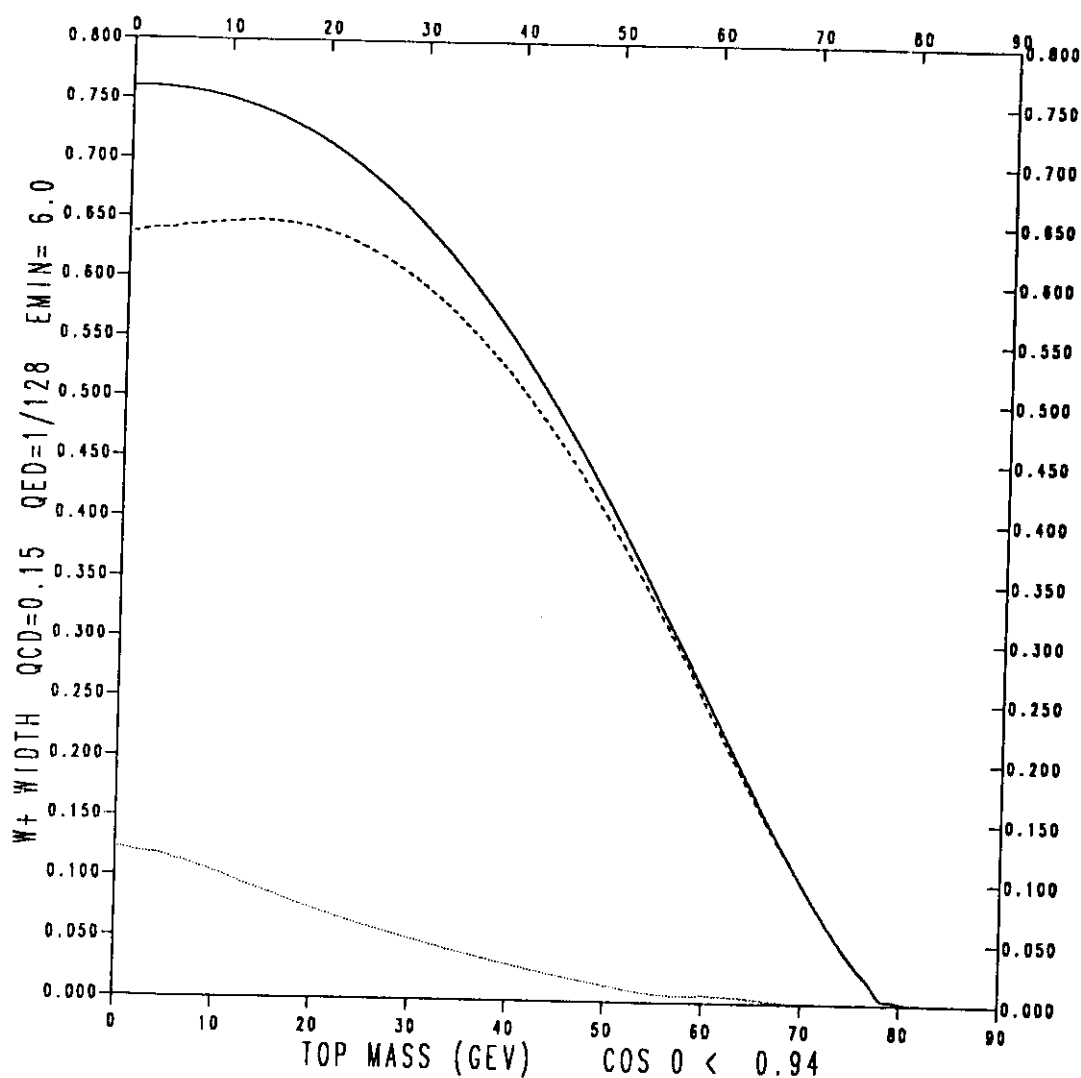


Figura 6.9: Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del W^+ con $|\cos \theta_i| < 0.94$; anchura total, línea continua, contribución a dos partículas, línea discontinua y contribución a tres partículas, línea punteada.

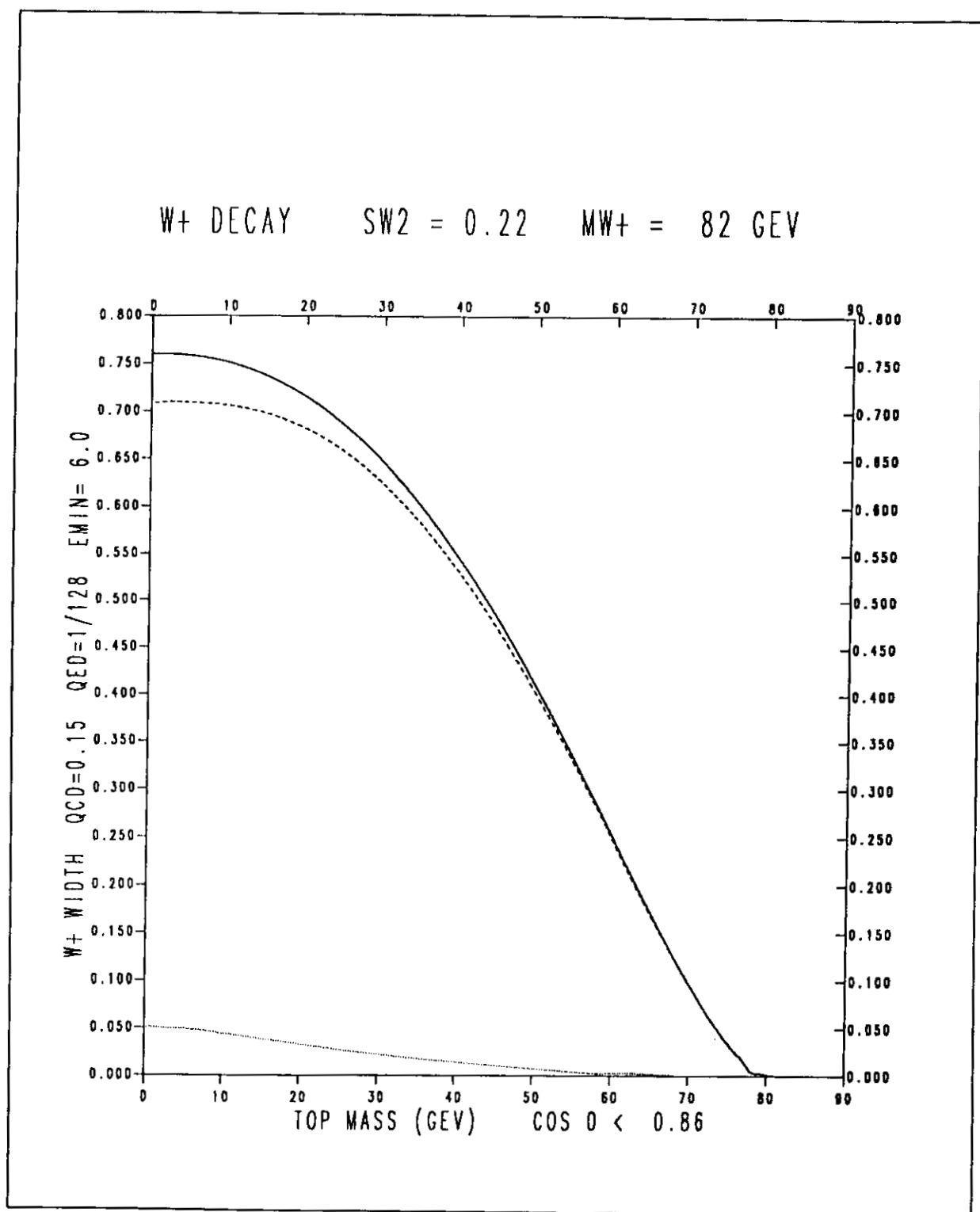


Figura 6.10: Contribuciones a 2 y 3 partículas para la desintegración del W^+ con $|\cos \theta_i| < 0.866$; anchura total, línea continua, contribución a dos partículas, línea discontinua y contribución a tres partículas, línea punteada.

Parte IV

SQUARKS EN COLISIONES PROTÓN-ANTIPROTÓN

Capítulo 7

INTRODUCCIÓN

Desde su postulación la Supersimetría atrajo el interés de los físicos por sus sugestivas cualidades teóricas. Sin embargo fué tras la incorporación de ésta al Lagrangiano estandar haciéndose compatible con la fenomenología actual cuando las teorías ó modelos supersimétricos alcanzaron el punto de máximo interés por parte de los físicos de altas energías, tanto teóricos como experimentales. Teóricamente la supersimetría es sumamente atractiva : mejora el comportamiento ultravioleta de las teorías en las cuales se incluye, soluciona el problema de las jerarquias gauge en modelos de gran unificación, establece relaciones entre distintas constantes de acoplo y, sobre todo, permite la incorporación de la teoría cuántica de la gravitación a través de su extensión a una simetría local: SUPERGRAVEDAD. En el ámbito de la física experimental de altas energías, sobre todo la correspondiente a los aceleradores de partículas, la supersimetría produjo gran interés siendo motivo de intensa búsqueda dada la posible existencia de espectros supersimétricos al alcance de los actuales aceleradores. De entre los muchos modelos supersimétricos caben destacar aquellos basados en la incorporación de la supersimetría local, supergravedad, a teorías de gran unificación en las cuales una ruptura espontánea de supergravedad a energías del orden de $10^{10} - 10^{11}$ Gev en un sector oculto se traduce en el sector observable como una rotura explícita, pero suave, de la supersimetría a energías del orden de la escala débil, consiguiendo, a su vez, las condiciones necesarias para romper $SU_{left}(2) \otimes U_{hipercarga}(1)$ a $U_{em}(1)$. A tales modelos se les denomina "MILES" cuando el contenido de materia es el mínimo. De entre los muchos escenarios

supersimétricos propuestos dentro de los modelos "MILES" cabe destacar uno prepuesto en la referencia [16] consistente en: squarks y sleptones cuasidegenerados en masa en los distintos sabores con valores para ésta del orden de 120 GeV , gluinos y fotinos ligeros ($m_{\tilde{g}} \sim 3 \text{ GeV}$ y $m_{\tilde{\gamma}} \sim 0.5 \text{ GeV}$), dos charginos, combinaciones de winos y higgsinos, con masas $M_{\tilde{W}_1} < M_W < M_{\tilde{W}_2}$ y un quark top con masa $m_t \gtrsim 40 \text{ GeV}$ como rasgos distintivos de tal escenario. Tal escenario permite un mecanismo de producción de partículas supersimétricas [33] muy eficaz en los procesos de colisión protón-antiprotón como es el de fusión de un gluino del mar del protón (antiprotón) con un antiquark (quark) del antiprotón (protón) para dar a un antisquark (squark) sobre la capa másica. La posterior desintegración del squark puede dar lugar a sucesos característicos como los monojets ó sucesos $j \not{p}_t$ (jet más pérdida de energía) [33] que se interpretan via el canal de desintegración $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\gamma}$. Posteriormente extraños sucesos fueron vistos por los grupos UA1 [34] y UA2 [35], algunos de los cuales presentaban las características típicas de los monojets, [36],[37]. Otras posibles desintegraciones del squark pueden dar lugar a sucesos $j \not{p}_t e/\mu$ que aparentemente también fueron vistos. Estas últimas señales se pueden interpretar via la desintegración: $\tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}$ donde $\tilde{\chi}$ es un chargino. Aunque el cálculo de ambos procesos $j \not{p}_t$ y $j \not{p}_t e/\mu$ está aquejado de grandes incertidumbres, muchas de ellas se cancelan [38] en la magnitud:

$$r = \sum_{e^{\pm} \mu^{\pm}} \frac{\sigma(j + e/\mu + \not{p}_t)}{\sigma(j + \not{p}_t)} \quad (7.1)$$

Una vez calculadas las contribuciones supersimétricas a r hay que calcular y comparar con las contribuciones estandar. Tal será el objeto de la última parte de este trabajo de investigación [5].

Capítulo 8

CONTRIBUCIONES ESTANDAR

A $r : r_{st}$

Los monojets con gran pérdida de enrgía, $p_t > 40 \text{ Gev}$, y con energía para el jet $E_j > 25 \text{ Gev}$ provienen principalmente de dos fuentes :

- 1.- Producción de bosones W con la consiguiente desintegración de éstos según, ver Figura (8.1), $W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ con $\tau \rightarrow \nu_\tau q' \bar{q}$

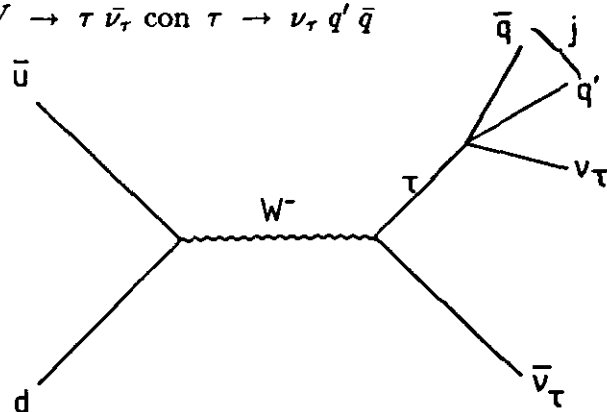


Figura 8.1: Contribución estandar a la producción de monojets via bosones W .

que para una luminosidad integrada $\mathcal{L} = 130 \text{ nb}^{-1}$ y una energía en el centro de masas $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} = 630 \text{ Gev}$ da lugar a $\sim 1,2$ monojets [41].

- 2.- Producción de bosones Z^0 via el mecanismo de la Figura (8.2), $q \bar{q} \rightarrow Z^0 g$ con la posterior desintegración $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$. En las mismas condiciones de cortes y luminosidad que antes, este mecansimo de lugar a 1 ó 2 monojets.

Definiendo ρ como :

$$\rho = \frac{\sigma_W(j + p_t)}{\sigma_Z(j + p_t)} \quad (8.1)$$

vemos que este parámetro varia entre 0 y 2.

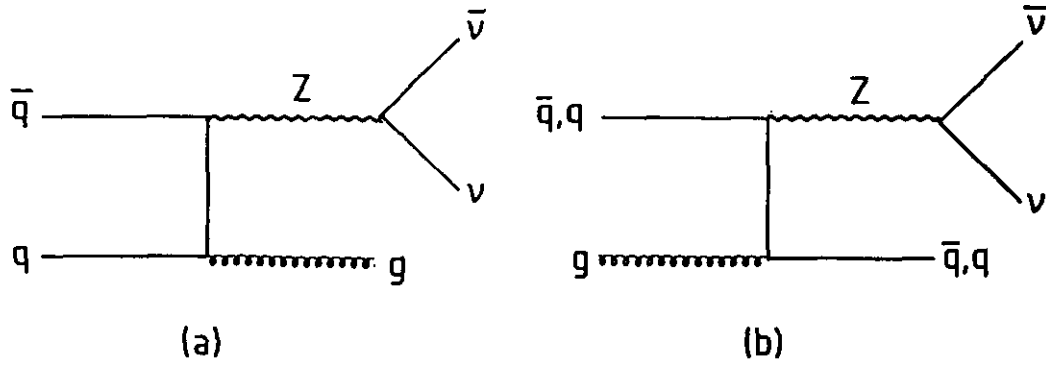


Figura 8.2: Contribución estandar a la producción de monojets via bosones Z^0 .

Para los procesos $j + e/\mu + p_t$ las contribuciones estandar ó convencionales son las de la Figura (8.3). A las energías actuales de los aceleradores los procesos con gluones en el estado inicial, Figuras (8.2 b) y (8.3 b), tienen secciones eficaces más pequeñas que aquellos con quarks, Figuras (8.2 a) y (8.3 a); despreciando las primeras el ratio : $\sigma_W(j + e^- + p_t)/\sigma_Z(j + p_t)$ puede ser estimado en función de los acoplos débiles de la forma siguiente :

$$\frac{\sigma(W^- + g)}{\sigma(Z + g)} \simeq \frac{36 \cos^2 \theta_W}{45 - 108 \sin^2 \theta_W + 136 \sin^4 \theta_W} \simeq 1 \quad (8.2)$$

Para tres neutrinos :

$$\frac{\Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu})}{\Gamma(W^- \rightarrow \text{all})} \simeq \frac{1}{12} \quad (8.3)$$

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \sum \nu \bar{\nu})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{all})} \simeq \frac{1}{5.3} \quad (8.4)$$

Teniendo en cuenta todo esto, uno obtiene finalmente :

$$r_{st} = \frac{\sum_{e\pm\mu\pm} \sigma_W(j + l + p_t)}{\sigma_Z(j + p_t) + \sigma_W(j + p_t)} = \frac{2}{1 + \rho} \quad (8.5)$$

con ρ como hemos dicho variando entre 0 y 2 . El número absoluto de sucesos es : $\mathcal{N}_Z(j + p_t) \simeq 1 - 2$, $\mathcal{N}_W(j + p_t) \simeq 1 - 2$ y $\sum_{e\pm\mu\pm} \mathcal{N}_W(j + e/\mu + p_t) \simeq 2 - 4$.

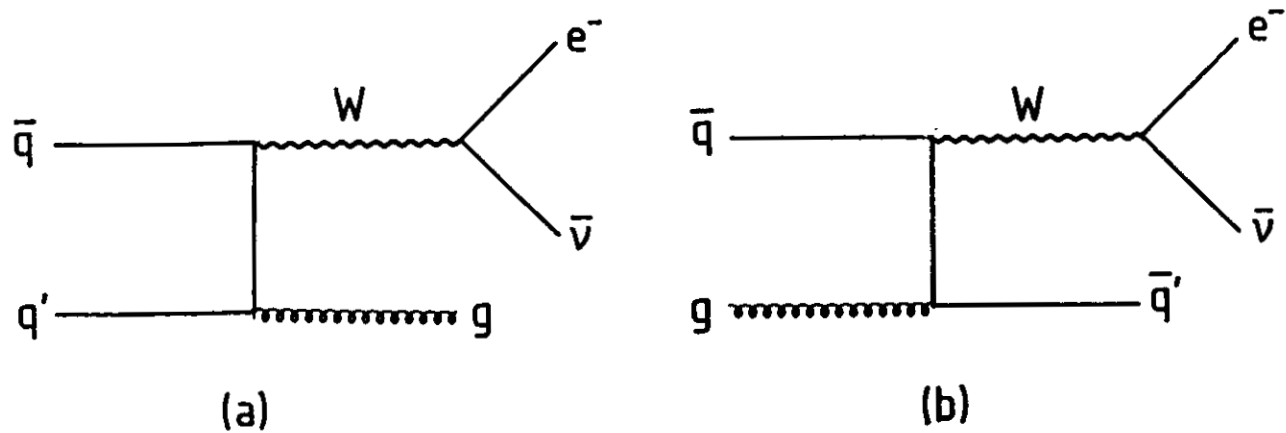


Figura 8.3: Contribución estandar a la producción de sucesos $j e/\mu p_t$ via bosones W .

Capítulo 9

CONTRIBUCIONES

SUPERSIMÉTRICAS A $r : r_{\tilde{q}}$

Como hemos dicho en la introducción consideraremos en este trabajo aquel escenario en el cual $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\gamma}}$. El caso en que $m_{\tilde{q}} \sim m_{\tilde{g}}$ está discutido en la referencia [44] y da lugar a valores para $r_{\tilde{q}}$ del mismo orden de magnitud que en nuestro caso. Siguiendo la referencia [16] y su notación supondremos un quark top con masa $m_t \sim 40 \text{ Gev}$ y supondremos $\nu_1 = \nu_2$ con $\nu_i \equiv \langle H_i^0 \rangle$ donde H_i^0 son los campos de Higgs de la teoría. Si $\tilde{\chi}_{h/l}$ son los charginos pesado/ligero y $M_{h/l}$ sus respectivas masas, se tiene :

$$M_{h/l}^2 = \frac{1}{2} \left\{ 2M_W^2 + M_2^2 + \mu^2 \pm \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^2(M_2 \pm \mu)^2} \right\} \quad (9.1)$$

Donde $M_2 \simeq 0.81 M$ y $\mu \simeq 1.4 \mu_0$. M y μ_0 son parámetros de masa relacionados con las partículas supersimétricas a la escala de unificación M_X . A energías del orden de la escala débil uno obtiene :

$$M_i = \frac{\alpha_i(M_W)}{\alpha_i(M_X)} M = \frac{\alpha_i(M_W)}{\alpha_{GUT}} M \quad (9.2)$$

$$m_{\tilde{g}} = \frac{\alpha_s(M_W)}{\alpha_{GUT}} M \sim 3 M \quad (9.3)$$

$$m_{\tilde{\gamma}} = \frac{8 \alpha_{em}(M_W)}{3 \alpha_{GUT}} M \sim 0.5 M \quad (9.4)$$

En nuestro caso, por considerar gluinos ligeros, uno obtiene $M \sim 1 \text{ Gev}$ y como puede verse en la referencia [16], $\mu \gtrsim 50 \text{ Gev} \gg M$, con lo que la anterior fórmula de masas

para $M_{h/l}$ se simplifica a :

$$M_{h/l}^2 \simeq \frac{1}{2} \left\{ 2M_W^2 + \mu^2 \pm \sqrt{\mu^4 + 4M_W^2 \mu^2} \right\} \quad (9.5)$$

con lo que $M_h M_l = M_W^2$ y por tanto $M_l < M_W < M_h$ independientemente del valor de μ . El número de monojets detectados [34] y [40], implican que $m_{\tilde{q}} > 120 \text{ GeV}$ y si, además, aceptamos las indicaciones experimentales [45] de que $M_l > 60 \text{ GeV}$ entonces $M_h < 112 \text{ GeV} < m_{\tilde{q}}$ y tenemos como fuentes de sucesos $j + e/\mu + \not{p}_t$ los canales $\tilde{q} \rightarrow q' \chi_{h/l}$. Los acoplos elementales $\tilde{q} q' \tilde{\chi}$, $\tilde{q} q \tilde{g}$, $\tilde{q} q \tilde{\gamma}$, etc... pueden ser encontrados en la referencia [46]. Estos acoplos involucran las constantes del modelo estandar α_s , α_{em} , α_w y un ángulo Φ tal que los acoplos $\tilde{\chi}_{h/l}$ son proporcionales a $\cos \Phi / \sin \Phi$ respectivamente. En nuestro caso con $\nu_1 \simeq \nu_2$ y $M \sim 0$ este ángulo Φ verifica :

$$\cos \Phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{M_l^2}{M_W^2}}} \quad (9.6)$$

En este escenario calcularemos las contribuciones supersimétricas a r , en primer lugar, sin cortes experimentales y, posteriormente con cortes.

9.1 Contribuciones supersimétricas absolutas a r

En esta sección calcularemos $r_{\tilde{q}}$ definido como :

$$r_{\tilde{q}} = \sum_{e^\pm \mu^\pm} \frac{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow l \nu q' \tilde{\gamma})}{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\gamma})} = 4 B(j e^- \not{p}_t) \quad (9.7)$$

Donde $\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\gamma}) = Q_q^2 \alpha_{em} M_{\tilde{q}} / 2$, con $\langle Q_q^2 \rangle_{pp} = 1/3$ es la contribución dominante de sucesos $j + \not{p}_t$ en nuestro escenario. Los sucesos $j + e/\mu + \not{p}_t$ provienen principalmente de las desintegraciones $\tilde{q} \rightarrow q' \chi_{h/l}$, con $\chi_{h/l} \rightarrow l l' \tilde{\gamma}$. Las desintegraciones relevantes están representadas en las Figuras (9.1) y (9.2). En el primer caso el chargino pesado se desintegra predominantemente en $W + \tilde{\gamma}$, con el bosón W desintegrándose en pares $\bar{l} l'$. La contribución a B proveniente de $\tilde{\chi}_h$ es :

$$B_{\tilde{\chi}_h}(j e^- \not{p}_t) \simeq \frac{1}{12} \frac{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}_h)}{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\gamma})} = \frac{\cos^2 \Phi}{32 \sin^2 \theta_W} (1 - M_h^2/m_{\tilde{q}}^2) \quad (9.8)$$

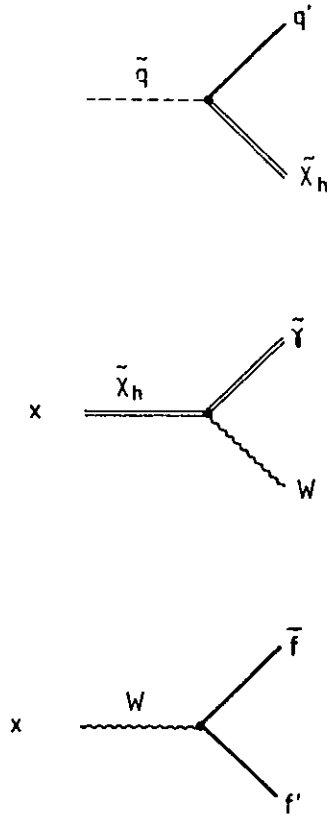


Figura 9.1: Producción de sucesos $j e/\mu p_t$ en desintegraciones de squarks mediadas por $\tilde{\chi}_h$

En el segundo caso, el chargino ligero $\tilde{\chi}_l$ se desintegra según los diagramas de la Figura (9.2). En nuestro escenario trabajaremos en la aproximación :

$$\left(\frac{M_W - M_l}{M_W}\right) \ll 1 \text{ y } \frac{M_l^2}{M_t^2}, \frac{M_l^2}{M_{\tilde{q}}^2} \ll 1$$

En este caso las desintegraciones mediadas por sleptones (\tilde{l}) aportan una contribución despreciable y uno obtiene :

$$\Gamma(\tilde{\chi}_l \xrightarrow{\tilde{q}} q \bar{q}' \tilde{g}) = \frac{\sin^2 \Phi M_l \alpha_s \alpha}{8 \pi \sin^2 \theta_W} \left(\frac{M_l}{m_{\tilde{q}}}\right)^4 A(m_{\tilde{q}}/M_l) \quad (9.9)$$

$$\Gamma(\tilde{\chi}_l \xrightarrow{W} f \bar{f}' \tilde{\gamma}) = \frac{\sin^2 \Phi M_l \alpha^2}{2 \pi \sin^2 \theta_W} B(M_W/M_l) \quad (9.10)$$

Con :

$$A(\rho) = 12 \rho^4 \int_0^1 dx \frac{x(1-x)^2}{(\rho^2 - x)^2} \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} 1 \quad (9.11)$$

$$B(\rho) = \int_0^1 dx \frac{(x+1/2)(1-x)^2}{(\rho^2 - x)^2} \xrightarrow{\rho \rightarrow 1} 1 \quad (9.12)$$

Usando el resultado :

$$\frac{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}_l)}{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow all)} = \frac{3 \sin^2 \Phi}{8 \sin^2 \theta_W} \left(1 - M_l^2/m_{\tilde{q}}^2\right)^2 \quad (9.13)$$

se obtiene finalmente :

$$B_{\tilde{\chi}_l} = \frac{\sin^2 \Phi}{32 \sin^2 \theta_W} \left(1 - \frac{M_l^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)^2 \left\{1 + \frac{A \alpha_s M_l^2}{4 B \alpha m_{\tilde{q}}^2}\right\}^{-1} \quad (9.14)$$

Así por ejemplo para los valores : $m_{\tilde{q}} = 120 \text{ Gev}$, $M_l = 64 \text{ Gev}$ y $M_h = 105 \text{ Gev}$ uno obtiene : $\cos^2 \Phi = 0.62$, $B_{\tilde{\chi}_h} = 0.005$ y $B_{\tilde{\chi}_l} = 0.02$ para los cuales $r_{\tilde{q}} \simeq 1/10$ y para $m_{\tilde{q}} = 150 \text{ Gev}$ $B_{\tilde{\chi}_h} = 0.023$, $B_{\tilde{\chi}_l} = 0.032$ y $r_{\tilde{q}} \simeq 1/5$.

9.2 Contribuciones supersimétricas con cortes a r

La comparación de los resultados teóricos de r u otra cantidad con el experimento requiere de la aplicación de cortes, bien sea por razones puramente tecnológicas ó para conseguir la máxima eliminación del fondo sin eliminar la señal deseada. Para dar una idea aproximada de la influencia de los cortes hemos realizado el análisis de r para un conjunto de cortes típicos en ángulos y energías. La estimación del número de sucesos $j \notin p_t$ con cortes está hecha en la referencia [38], de la cual tomamos los resultados. Los cortes para sucesos $j \in p_t$ son estimados mediante un detallado cálculo para el caso $\tilde{\chi}_h$. Los cortes suprimen la señal en un factor 2-3, reducción que afecta de forma similar al numerador y denominador de r , dentro de un error del 50% , por lo que la estimación del apartado anterior sin cortes es válida, dentro de este error, cuando se tienen en cuenta cortes. A continuación damos cuenta detallada del cálculo para el proceso : $q \tilde{g} \rightarrow \tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}_h$, $\tilde{\chi}_h \rightarrow \tilde{\gamma} W$, $W \rightarrow e \bar{\nu}_e$, si bien daremos algunas de las fórmulas para el caso $\tilde{\chi}_l$.

Las secciones eficaces se pueden expresar como :

$$\sigma_{h/l}(j \in p_t) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sigma_{\tilde{q}}(x_1, x_2, m_{\tilde{q}}^2) \delta(m_{\tilde{q}}^2 - x_1 x_2 s) q(x_1) \tilde{g}(x_2) \frac{\Gamma(\tilde{q} \xrightarrow{\tilde{\chi}_h/l} e^- \bar{\nu}_e q' \tilde{\gamma})}{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow all)} + (\tilde{g} \longleftrightarrow q) \quad (9.15)$$

donde $\tilde{g}(x)$ y $q(x)$ son las funciones de distribución para gluinos y quarks (antiquarks) en el protón (antiprotón). $\sigma_{\tilde{q}}$ es la sección eficaz de fusión para el proceso $\tilde{g} q \rightarrow \tilde{q}$

con q y \tilde{g} llevando momentos respectivos $x_1 p_p$ y $x_2 p_{\bar{p}}$. Así :

$$\sigma_{\tilde{q}} = \frac{\pi^2 \alpha_s x_1 x_2 s}{n_c m_{\tilde{q}}^2} \quad (9.16)$$

$\Gamma(\tilde{q} \rightarrow all)$ es en muy buena aproximación :

$$\Gamma(\tilde{q} \rightarrow all) \simeq \Gamma(\tilde{q} \rightarrow q \tilde{g}) = \frac{C_F \alpha_s m_{\tilde{q}}}{2} \quad (9.17)$$

La sección eficaz diferencial es $d\sigma(j e p_t) = d\sigma_h + d\sigma_l$ con :

$$d\sigma_{h/l}(j e p_t) = \frac{\pi^2 \alpha_s}{n_c m_{\tilde{q}}^2} \frac{1}{\Gamma(\tilde{q} \rightarrow all)} \int_{\rho}^1 \frac{dx}{x} F_q(x) F_{\tilde{g}}\left(\frac{\rho}{x}\right) d\Gamma(\tilde{q} \xrightarrow{\tilde{x}_{h/l}} e^- \bar{\nu}_e q' \tilde{\gamma}) \quad (9.18)$$

con $F_q(x) = q(x)x$ y $F_{\tilde{g}} = \tilde{g}(x)x$ las funciones de estructura de quarks y gluinos en el protón y $\rho = m_{\tilde{q}}^2/s$ y :

$$d\Gamma(\tilde{q} \xrightarrow{\tilde{x}_{h/l}} e^- \bar{\nu}_e q' \tilde{\gamma}) = \frac{|F_{h/l}|^2}{4\pi Q^0} d\Omega_{h/l}$$

$$d\Omega_h = \delta^{(4)}(Q - q - k - p_1 - p) \delta(P^2 - M_h^2) \delta(K^2 - M_W^2) \frac{d\vec{q}}{2q^0} \frac{d\vec{p}_1}{2p_1^0} \frac{d\vec{p}}{2p^0} \frac{d\vec{k}}{2k^0}$$

$$d\Omega_l = \delta^{(4)}(Q - q - k - p_1 - p) \delta(P^2 - M_l^2) \frac{d\vec{q}}{2q^0} \frac{d\vec{p}_1}{2p_1^0} \frac{d\vec{p}}{2p^0} \frac{d\vec{k}}{2k^0}$$

$$|F_h|^2 = \frac{16 \alpha \alpha_w^2 \cos^2 \Phi}{4 \pi^2 \Gamma_W M_W \Gamma_{\tilde{x}_h} M_h} T_h$$

$$|F_l|^2 = \frac{16 \alpha \alpha_w^2 \sin^2 \Phi}{8 \pi^3 (K^2 - M_W^2) \Gamma_{\tilde{x}_l} M_l} \frac{T_l}{\left\{1 + \frac{A \alpha_s M_l^4}{4 B \alpha m_{\tilde{q}}^4}\right\}} \quad (9.19)$$

Finalmente :

$$\Gamma_W = \alpha_w M_W, \quad \Gamma_{\tilde{x}_h} = \frac{\alpha (M_h^2 - M_W^2)^2}{4 M_h^3} \left(1 + \frac{M_h^2 + M_W^2}{M_W^2}\right) \quad (9.20)$$

y :

$$T_{h/l} = m_{\tilde{q}}^2 [(pp_1)(qQ) - (pp_1)(qk)] - M_{h/l}^2 [(pp_1)(qQ) - (pq)(kp_1)] \quad (9.21)$$

Las variables Q, q, p, k, p_1, K y P están definidas en la Figura (9.3).

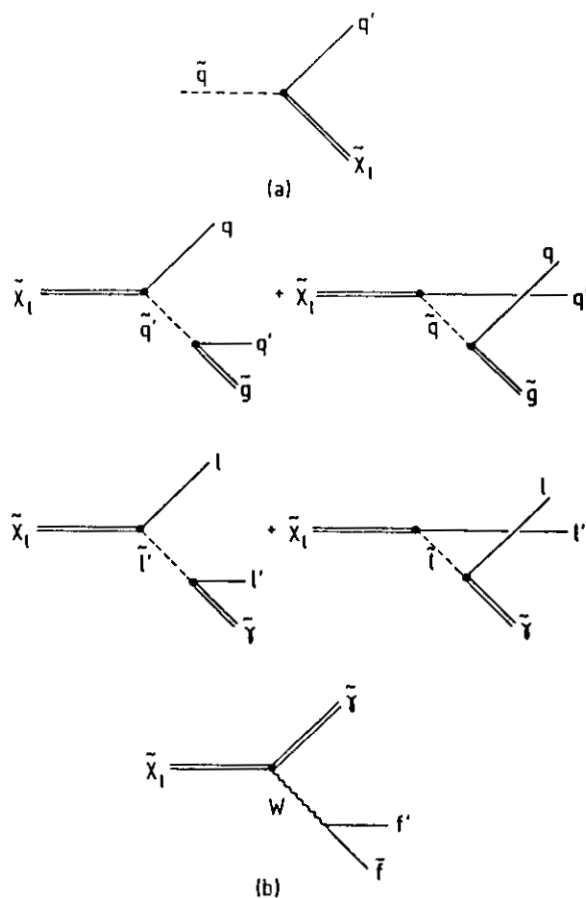


Figura 9.2: Producción de sucesos $j e/\mu p_t$ en desintegraciones de squarks mediadas por $\tilde{\chi}_l$

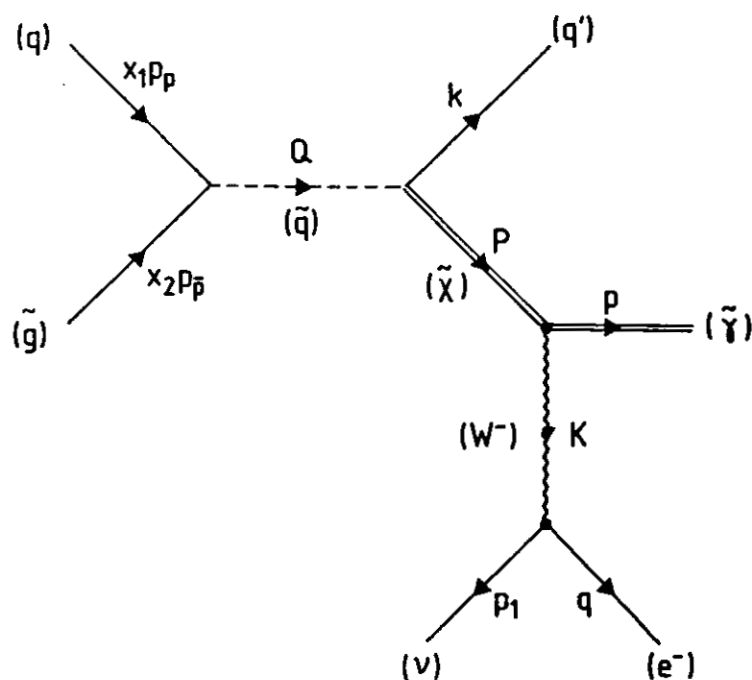


Figura 9.3: Diagrama total para la producción de sucesos $j e/\mu p_t$.

Tomando el eje OZ en la dirección de Q definimos los vectores \vec{p} , \vec{k} , etc .. de la siguiente forma :

$$\begin{aligned}
 \vec{k} &= k^0 (s_k \cos \varphi_k, s_k \sin \varphi_k, c_k) \\
 \vec{q} &= q^0 (s_q \cos \varphi_q, s_q \sin \varphi_q, c_q) \\
 \vec{p}_1 &= p_1^0 (s_1 \cos \varphi_1, s_1 \sin \varphi_1, c_1) \\
 \vec{p} &= p^0 (s_p \cos \varphi_p, s_p \sin \varphi_p, c_p) \\
 c_{kq} &\equiv \cos \theta_{kq} = \vec{k}\vec{q}/k^0 q^0
 \end{aligned} \tag{9.22}$$

donde $s_k = \sin \theta_k$, $c_k = \cos \theta_k$, etc.. Hemos hecho un cálculo numérico en el caso del chargino pesado $\tilde{\chi}_h$, lo que será suficiente para dar una idea del efecto de los cortes. Integrando analíticamente tantas variables como es posible se llega a la expresión :

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\tilde{q} \xrightarrow{\tilde{\chi}_h/l} e^- \bar{\nu}_e q' \tilde{\gamma}) &= 2^{-6} \frac{1}{4\pi} \int_{cuts} dc_q dc_1 d\Omega_k dq^0 \\
 &\frac{k^0 |F_h|^2}{Q^0 [Q^0 - |\vec{Q}| c_k] |\sin \varphi_1 s_1 s_q|} |p^0 + q^0 + p_1^0 - |\vec{Q}| c_1| \\
 &+ k^0 \left\{ c_1 c_k + \frac{s_k \cos \varphi_k}{s_q} (1 - c_1 c_q) \right. \\
 &\left. + \frac{s_k \sin \varphi_k}{2 s_1 s_q^2 |\sin \varphi_1|} \left[\frac{M_W^2 (1 - c_1 c_q)}{p_1^0 q^0} - 2(c_1 - c_q)^2 \right] \right\}^{-1} \tag{9.23}
 \end{aligned}$$

Finalmente el número total de sucesos será :

$$N_{h/l}(j e^- p_t) = \mathcal{L} \sigma_{h/l} \tag{9.24}$$

con $\mathcal{L} = 130 nb^{-1}$ y $s = 630^2 Gev^2$. Hemos usado los siguientes cortes :

$$\begin{aligned}
 30^0 &\leq \theta_k, \theta_q \leq 150^0 \\
 40^0 &\leq \theta_{kq} \leq 180^0 \\
 k_t &\geq 25 Gev \\
 q_t &\geq 15 Gev \\
 p_t &\geq 25 Gev
 \end{aligned} \tag{9.25}$$

donde k_t , q_t son las proyecciones de \vec{k} y \vec{q} sobre el plano perpendicular al eje de colisión $p\bar{p}$. El número de sucesos N_h con $M_l = 64 Gev$, $M_h = 105 Gev$, $\sqrt{s} = 630 Gev$ y $\mathcal{L} = 130 nb^{-1}$ está recogido en la Tabla (9.1).

Tabla 9.1: Número de sucesos $\mathcal{N}_h(j e^- p_t)$.

\mathcal{N}_h		
$m_{\tilde{q}} \text{ (Gev)}$	sin cortes	con cortes
130	0.75	$\lesssim 0.2$
135	0.93	0.27
140	1.16	0.48
150	0.91	0.58

Como vemos los cortes suprimen la señal en un factor 2-3 ; y como, dentro de un 50% de error, la misma supresión afecta al número de monojets [47] vemos como el resultado de la ecuación 8.5 es válido con cortes.

9.3 CONCLUSIONES

Aunque la situación experimental no es definitiva hasta que la estadística de sucesos sea suficientemente grande podemos elaborar una serie de comentarios derivados de la comparación teoría-experimento. Si suponemos que los sucesos $j e/\mu p_t$ encontrados en los últimos análisis [34,35] no son fluctuaciones estadísticas, entonces con :

$$\mathcal{N}(j e/\mu p_t) \sim 1.5 \quad (9.26)$$

para $\mathcal{L} = 130 \text{ nb}^{-1}$ y $\sqrt{s} = 540 \text{ Gev}$ encontramos que si son debidos a fuentes estandar entonces esperamos para $\sqrt{s} = 630 \text{ Gev}$ e igual \mathcal{L} : $\mathcal{N}(j p_t) \sim 0.5 - 3$, resultado que es compatible con los resultados experimentales ($\mathcal{N} = 5$ de UA1 y $\mathcal{N} = 0$ de UA2). Y si los sucesos $j e/\mu p_t$ son debidos a desintegraciones de squarks según nuestro escenario ¹ esperamos : $\mathcal{N}(j p_t) \sim 5 - 20$. Por tanto, y aunque algunos de estos sucesos podrían provenir de fuentes supersimétricas, la interpretación de éstos via el modelo estandar es consistente con la situación experimental e incluso ésta favorece tal interpretación.

¹Y resultados muy parecidos en escenarios en los cuales $m_{\tilde{j}} \gtrsim m_{\tilde{q}}$.

REFERENCIAS

- [1] A.González-Arroyo, C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **153** (1979) ,161-186
- [2] A.González-Arroyo, C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **159** (1979), 512-527
- [3] A.González-Arroyo and C.López *Nucl. Phys. B* **166** (1980),429-459
- [4] T.Alvarez et al *Nucl. Phys. B* **301** (1988),1-14
- [5] T.Alvarez et al *Nucl. Phys. B* **268** (1986),509-520
- [6] C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **171** (1980),231-252
- [7] C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **183** (1981),157-181
- [8] B.Escoubes, M.J.Herrero, C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **242** (1984),329-344
- [9] A.J.Buras *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980),199
- [10] UA1 coll. *Zs. Phys. C* **37** (1988),505
- [11] M.Yamanchi "XXIV International Conference on High Energy Physics", Munich, August 4-10 (1988)
- [12] T.Eichten et al , *Phys. Lett. B* **46** (1973),281
- [13] G.Altarelli and G.Parisi *Nucl. Phys. B* **126** (1977),298
- [14] L.Ibañez *Phys. Lett.* **126 B** number 3,4 (1983),196
- [15] L.Ibañez and C.López *Phys. Lett.* **126 B** number 1,2 (1983),54

- [16] L.Ibañez, C.López and C.Muñoz *Nucl. Phys. B* **256** (1985), 218
- [17] O.Nachtmann *Nucl. Phys. B* **63** (1973),237
- [18] S.J.Brodsky and G.Farrar *Phys. Rev. Letters* **31** (1973),1153
- [19] C.H.Llewellyn Smith *Phys. Rep. C* **3** (1972),261
- [20] Particle Data Group *Phys. Lett.* **170 B** (1986)
- [21] Proceedings of the Europhysics Conference, Brighton 1983 **HEP83**
- [22] H.Georgi and H.D.Politzer *Phys. Rev. D* **7** (1976),1829
- [23] A.De Rújula, H.Georgi and H.D.Politzer *Phys. Rev. D* **9** (1977),2495
- [24] G. 't Hooft *Nucl. Phys. B* **72** (1974),461
G. 't Hooft *Nucl. Phys. B* **75** (1974),461
- [25] J.Ellis and G.Fogli preprint CERN-TH.5107/88
- [26] "Physics at LEP" CERN 86-02 vol I,II
- [27] F.J.Ynduráin "Structure Functions", Proceedings of HEP83 ,605
Private communications
- [28] G.Barbiellini et al CERN 86-02, Physics at LEP II pag 25
- [29] S.Güsken, J.H.Kühn and P.M.Zerwas *Phys. Lett.* **155 B** (1986),185
- [30] S.Güsken, J.H.Kühn and P.M.Zerwas *Nucl. Phys. B* **262** (1985),393
- [31] R.Lewin "Dilogarithms and associated functions", Macmillan, London, 1958
- [32] J.Schwinger, "Particle,sources and fields", vol II Addison-Wesley, New York, (1973)
pag. 398
- [33] M.J.Herrero et al *Phys. Lett.* **132 B** (1983),199
- [34] G.Arnison et al *Phys. Lett.* **139 B** (1984),115

- [35] P.Bagnaia et al *Phys. Lett.* **139 B** (1984),105
- [36] A de Rújula and R.Petronzio, CERN TH.4070/84 (1984)
- [37] R.M.Barnett, H.E.Haber and G.L.Kane *Phys. Rev. Letters* **54** (1985),1983
- [38] M.J.Herrero et al *Phys. Lett.* **145 B** (1984),430
- [39] H.Hänni, St Vincent Workshop on Collider Physics, CERN EP/85-87 (1985)
- [40] M.Mohammadi, Aspen Conference on Collider Physics, CERN EP/85-52 (1985)
- [41] R.Odorico, Bologna preprint IFUB 85/1 (1985)
- [42] G.Altarelli, R.K.Ellis and G.Martinelli CERN TH.4015/84 (1984)
- [43] S.Geer and W.J.Stirling, CERN TH.4063/84 (1984)
 S.D.Ellis, R.Kleiss and W.J.Stirling CERN TH.4185/85 (1985)
 J.R.Cudell, F.Halzen and K.Hiraka, Madison preprint MAD/PH/237 (1985)
- [44] H.Baer et al *Phys. Lett.* **153 B** (1985),265
- [45] C.Rubbia, talk given at the St. Vincent Workshop on Collider Physics (1985)
- [46] H.E.Haber and G.L.Kane *Phys. Rep.* **117 C** (1985),75
- [47] J.Ellis and H.Howalski, CERN TH.4126/85 (1985)
 G.Altarelli, B.Mele and S.Petrarca, Rome preprint No. 470 (1985)
- [48] G.Altarelli, B.Mele and S.Petrarca, CERN TH.3822/84 (1984)
- [49] V.Barger et al, Madison preprint MAD/PH/232 (1985)
- [50] B.A.Campbell, J.Ellis and S.Rudaz *Nucl. Phys. B* **198** (1982),1
 C.Kounnas and D.A.Ross *Nucl. Phys. B* **214** (1983),317
 S.K.Jones and C.H.Llewellyn Smith *Nucl. Phys. B* **217** (1983),145
 M.J.Herrero, C.López and F.J.Ynduráin *Nucl. Phys. B* **244** (1984),207
- [51] V.Barger et al, *Phys. Rev. D* **32** (1985),1236